

Étude du point critique de la phase pseudogap dans le cuprate $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$

par

Maude Lizaire

Mémoire présenté au département de physique
en vue de l'obtention du grade de maître ès sciences (M.Sc.)

FACULTÉ des SCIENCES
UNIVERSITÉ de SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 17 juillet 2019

Le 17 juillet 2019

le jury a accepté le mémoire de Madame Maude Lizaire dans sa version finale.

Membres du jury

Professeur Louis Taillefer
Directeur de recherche
Département de physique

Professeur Patrick Fournier
Membre interne
Département de physique

Professeur André-Marie Tremblay
Président rapporteur
Département de physique

À ceux qui ont travaillé, travaillent et travailleront sur le composé Bi2201.
Allons en paix !

Sommaire

Plus de 30 ans après la découverte des cuprates, la richesse et la complexité du diagramme de phases de ces supraconducteurs à haute température critique constituent toujours l'un des sujets de recherche les plus actifs en physique de la matière condensée. En particulier, l'origine de la mystérieuse phase pseudogap, dont les multiples facettes ont été sondées par une panoplie de sondes expérimentales, reste inconnue à ce jour. Le fil conducteur de ce mémoire est l'universalité des signatures en transport de la phase pseudogap. L'objectif de cette étude consiste alors à vérifier dans un nouveau composé la manifestation de comportements caractéristiques observés dans d'autres cuprates et associés à la phase pseudogap. Nous introduisons dans un premier temps la famille des cuprates et leur diagramme de phases, puis nous décrivons les coefficients de transport au coeur de cette étude ainsi que les propriétés qu'ils révèlent. Nous présentons ensuite le cuprate étudié, Bi2201, justifiant le choix de ce composé, et la méthode expérimentale. Nous exposons enfin les résultats de cinq coefficients de transport mesurés sous l'influence de forts champs magnétiques permettant d'accéder à l'état normal. De ces mesures, nous tirons cinq conclusions principales sur le composé Bi2201 à proximité de p^* : (i) le régime de diffusion planckien est atteint, (ii) il y a une chute de la densité de porteurs, (iii) la loi de Wiedemann Franz est satisfaite, (iv) l'effet Hall thermique devient grand et négatif et (v) l'effet Seebeck diverge à basse température. L'observation de ces phénomènes dans un nouveau composé, Bi2201, constitue un argument clé convergeant vers l'universalité de ces propriétés.

Remerciements

Ce que j'ai appris et réalisé au cours de cette maîtrise n'est nul autre que le fruit du partage et de la collaboration avec mes paires, la communauté scientifique et mes proches. Je remercie donc en premier lieu mon superviseur, Louis Taillefer, qui nous partage sa passion avec une élégante harmonie, la rendant tout autant accessible que fascinante. Je souhaite ensuite remercier toute mon équipe, le groupe Taillefer, avec qui j'ai eu le privilège de partager une expérience du monde académique sans pareil. Merci pour votre accueil, la transmission de votre savoir, votre patience et tous les bons moments. En particulier, à mes collègues et amis, Anaëlle Legros et Adrien Gourgout, merci d'avoir persévéré à mes côtés, et ce, tout au long du projet.

Puis, il y a tous ceux qui ne faisaient pas partie directement partie de l'équipe, mais qui ont su faire la différence dans mon parcours de maîtrise, chacun à leur façon. Merci à André-Marie Tremblay pour l'accompagnement à travers le comité de suivi, mais également pour être un modèle d'intégrité, d'humilité et de bienveillance au sein de notre communauté. Je suis extrêmement reconnaissante de l'aide apportée par Patrick Fournier qui m'a accueillie dans son laboratoire comme l'une de ses étudiantes, consacrant de nombreuses heures à me partager son expertise. Je tiens également à remercier Siham Benhabib, collaboratrice au LNCMI Toulouse, qui m'a prise sous son aile veillant à ce que je retire le maximum de l'expérience unique qu'est la prise de données en champs intenses. Merci également à Simon Verret dont j'ai bénéficié de l'exceptionnelle pédagogie pour savourer les implications théoriques des expériences que j'ai menées.

J'aimerais accorder quelques mots à deux physiciennes d'exception, Marie-Eve Boulanger et Sophie Rochette. Vous avez été mes alliées dans l'organisation de la conférence *Femmes en Physique Canada 2019*, un accomplissement dont je suis très fière. Merci de continuer à m'inspirer.

Un petit clin d'oeil à toute la communauté thèsez-vous, qui a semé ma rédaction de belles rencontres, tout en éveillant chez moi le plaisir de l'écriture une tomate à la fois!

Bien sûr, je n'aurais pas pu réaliser un tel travail sans l'appui de mes proches. Amis de Sherbrooke, Montréal et partout dans le monde, que j'ai négligés au cours de ces années de maîtrise, merci infiniment d'avoir été là, tous merveilleux et si patients.

Les derniers et non les moindres, maman, papa, Camille, sans vous, rien de tout ça n'aurait été possible. C'est notre maîtrise à tous les quatre, mais je promets que je ne vous parlerai plus de surfaces de Fermi.

Je tiens finalement à remercier les fonds subventionnaires des programmes de bourses d'études supérieures, le Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie du Canada (CRSNG) et les Fonds de recherche du Québec - Nature et technologies (FRQNT). Je souhaite également souligner le soutien financier qui ont rendu la recherche effectuée au cours de cette maîtrise possible de la part du CRSNG, de l'Institut canadien de recherches avancées (CIFAR), du FRQNT, de la Fondation canadienne pour l'Innovation (FCI), les Chaires de recherche du Canada (CRC), les Fonds d'excellence en recherche Apogée Canada à travers l'Institut Quantique et la fondation Gordon et Betty Moore.

Table des matières

Sommaire	ii
Introduction	1
1 Généralités	3
1.1 Cuprates	3
1.2 Pseudogap	5
2 Mesures de transport	8
2.1 Résistivité	8
2.1.1 Résistivité linéaire et limite planckienne	9
2.1.2 Remontée de la résistivité	12
2.2 Effet Hall	15
2.2.1 Chute de la densité de porteurs sous p^*	16
2.2.2 Effet Hall négatif dans la phase onde de densité de charges	17
2.3 Conductivité thermique	18
2.3.1 Terme résiduel	19
2.3.2 Loi de Wiedemann-Franz	22
2.4 Effet Hall thermique	22
2.4.1 Grand effet Hall thermique négatif dans la phase pseudogap	23
2.5 Effet Seebeck	24
2.5.1 Chute de la densité de porteurs	26
2.5.2 Signature de criticalité quantique	27
2.5.3 Reconstruction de la surface de Fermi	28
3 Objectif du projet	30

Composé et Méthodes	30
4 Portrait de Bi2201	32
4.1 Généralités	32
4.2 Dopage	34
4.3 Pseudogap	37
4.4 En transport	39
4.4.1 Résistivité	39
4.4.2 Effet Hall	41
4.4.3 Conductivité thermique	43
4.4.4 Seebeck	46
5 Méthodes expérimentales	49
5.1 Échantillons	49
5.2 Contacts	50
5.3 Mesures électriques	52
5.4 Mesures thermiques	53
5.5 Mesures thermoélectriques	55
5.6 Champs magnétiques intenses	56
Résultats	56
6 Résistivité	59
6.1 Présentation des données	59
6.1.1 Dépendance en température à $H = 0,16$ T	59
6.1.2 Dépendance en champ magnétique	63
6.1.3 Dépendance en température	65
6.2 Magnétorésistance	66
6.2.1 Magnétorésistance quadratique	66
6.2.2 Magnétorésistance linéaire	68
6.2.3 Comparaison des analyses	70
6.2.4 Note sur T^*	72
6.3 Remontée de la résistivité et chute de la densité de porteurs	73
6.4 Résistivité linéaire et limite planckienne	74
7 Effet Hall	75
7.1 Présentation des données	75
7.1.1 Dépendance en champ magnétique	75

7.2 Chute de la densité de porteurs	79
8 Conductivité thermique	80
8.1 Présentation des données	81
8.2 Loi de Wiedemann-Franz	83
9 Effet Hall thermique	85
9.1 Grand effet Hall thermique négatif dans la phase pseudogap	85
10 Effet Seebeck	88
10.1 Présentation des données	89
10.1.1 Dépendance en température	89
10.1.2 Comparaison à la littérature	90
10.1.3 Dépendance en champ magnétique	91
10.1.4 Dépendance en température avec champ intense	92
10.2 Interprétation des résultats	95
Conclusion	96
A Inventaire des échantillons	99
B Aimantation	101
C LNCMI Grenoble - Octobre 2017	106
D HFML Nimègue - Décembre 2017	109
E Échantillons de Zheng	114
F Tentatives de dopage	126
G Mesures d'effet Seebeck sous pression	133
Bibliographie	134

Table des figures

1.1	Diagramme de phases des cuprates en dopage et température	5
1.2	Signatures traditionnelles de la phase pseudogap	6
2.1	Résistivité linéaire près de p^* dans les cuprates dopés en trous	9
2.2	Pente par plan CuO_2 de la résistivité linéaire A_1^\square en fonction du dopage dans les cuprates	11
2.3	Chaleur spécifique C/T en fonction de T^2 dans Bi2201 $T_c = 19$ K	12
2.4	Remontée de la résistivité à basse température dans LSCO	13
2.5	Remontée de la résistivité à basse température dans NdLSCO	14
2.6	Trois régimes de l'étude du nombre de Hall dans les cuprates	16
2.7	Chute de la densité de porteurs révélée par des mesures d'effet Hall.	17
2.8	Changement de signe de R_H en température dans YBCO sous-dopé	18
2.9	Conductivité thermique en fonction de la température : limite propre	20
2.10	Conductivité thermique en fonction de la température : limite sale	21
2.11	Conductivité thermique transverse près de p^* et à bas dopage	24
2.12	Trois régimes de l'étude de l'effet Seebeck dans les cuprates	26
2.13	Signature de la chute de densité de porteurs dans S/T	27
2.14	Dépendance logarithmique de l'effet Seebeck en température	28
2.15	Changement de signe de l'effet Seebeck	29
4.1	Structure cristalline des membres de la famille BSCCO	33
4.2	Illustration en résistivité des différentes méthodes de dopage	34
4.3	Résistivité en fonction de la température d'une couche mince de Bi2201 dopée à l'oxygène	35
4.4	Méthodes pour déterminer le dopage dans La-Bi2201	36
4.5	Diagramme de phases obtenu par mesures de RMN.	37
4.6	Comparaison de T^* obtenu par ARPES, RMN et résistivité	38
4.7	Résistivité en fonction de la température selon la composition de Bi2201	39

4.8	Résistivité linéaire en température dans Bi-Bi2201	41
4.9	Coefficient de Hall en fonction de la température dans Bi2201 selon la composition	42
4.10	Évolution du nombre de Hall en dopage dans La-Bi2201	43
4.11	Anomalie à $p = 1/8$ en conductivité thermique dans La-Bi2201	44
4.12	Comparaison de l'évolution de κ en champ magnétique dans Bi2201 et LSCO	45
4.13	Test de la loi de Wiedemann-Franz dans Bi-Bi2201	46
4.14	Effet Seebeck et règle OCT dans Bi2201	47
4.15	Comparaison de l'effet Seebeck en fonction de la température dans différents systèmes Bi2201	48
5.1	Échantillon OD10K de composition $\text{Bi}_{2.05}\text{Sr}_{1.95}\text{CuO}_{6+\delta}$	49
5.2	Échantillon OD18K de composition $\text{La}_{0.2}\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.8}\text{CuO}_{6+\delta}$	50
5.3	Échantillon avec contacts en dépôts d'or	51
5.4	Montage d'une mesure de résistivité	53
5.5	Montage de conductivité thermique	54
5.6	Montage d'effet Seebeck	55
5.7	Diagramme de phase de Bi2201 avec OD18K et OD10K	58
6.1	Résistivité en fonction de la température : comparaison des paires de contacts	60
6.2	Transition supraconductrice	61
6.3	Fit linéaire de la résistivité en fonction de la température	62
6.4	Comparaison de la résistivité en fonction de la température avec la littérature	63
6.5	Isothermes de résistivité en fonction du champ magnétique	64
6.6	Dérivée de la résistivité en fonction du champ magnétique	64
6.7	Résistivité en fonction de la température dans OD18K et OD10K	65
6.8	Approximation quadratique de la magnétorésistance	67
6.9	Différence entre $\rho(H)$ et lissage quadratique de la magnétorésistance	68
6.10	Approximation linéaire de la magnétorésistance	69
6.11	Différence entre $\rho(H)$ et lissage linéaire de la magnétorésistance	70
6.12	Comparaison des analyses de la magnétorésistance quadratique et linéaire	71
6.13	Identification de T^* dans OD10K	72
6.14	Remontée de la résistivité à basse température	73
6.15	Comparaison de la résistivité par plan de CuO_2 près de p^*	74
7.1	Isothermes du coefficient de Hall en fonction du champ magnétique	76
7.2	Coefficient de Hall en fonction de la température	77
7.3	Comparaison du coefficient de Hall avec la littérature	78

7.4	Chute du nombre de Hall à p^*	79
8.1	Conductivité thermique en fonction de la température	81
8.2	Contribution phononique et électronique de la conductivité thermique dans OD18K et OD10K	82
8.3	Vérification de la loi de Wiedemann-Franz	84
9.1	Comparaison des conductivités de Hall thermique et électrique en fonction de la température.	86
9.2	Comparaison de l'effet Hall thermique à proximité de p^* dans Eu-LSCO, Nd-LSCO et Bi2201	87
10.1	S/T en fonction de la température	89
10.2	Comparaison de l'effet Seebeck provenant de la littérature avec OD10K et OD18K	90
10.3	Isothermes du coefficient de Seebeck divisé par la température en fonction du champ magnétique	92
10.4	S/T en fonction de la température avec données en champs intenses	93
10.5	S/T en fonction du logarithme de la température avec données en champs intenses	94
10.6	Comparaison de la divergence logarithmique de $ S/T $ en fonction de la température avec d'autres cuprates	95
B.1	Aimantation mesurée au SQUID dans les échantillons n1, 2, 3 et 4	102
B.2	Aimantation mesurée au SQUID dans les échantillons n5, 6, 7, 8 et 9	103
B.3	Aimantation mesurée au SQUID dans les échantillons n21, 22, 23 et 24	104
B.4	Aimantation mesurée en susceptibilité AC dans les échantillons n11, 25, 26 et 27	105
C.1	Comparaison des isothermes de résistivité en fonction du champs magnétiques prises à Grenoble et à Toulouse	107
C.2	Comparaison de la résistivité en fonction de la température mesurée à Sherbrooke, Grenoble et Toulouse	108
D.1	Résistivité mesurée à Nimègue dans OD10K	110
D.2	Coefficient de Hall mesuré à Nimègue dans OD10K	111
D.3	Résistivité mesurée à Nimègue dans OD18K	112
D.4	Coefficient de Hall mesuré à Nimègue dans OD18K	113
G.1	Mesures d'effet Seebeck sous pression dans OD10K	133

Introduction

Cette première partie vise à mettre en contexte la problématique dont il est question dans ce mémoire, soit l'universalité des signatures de transport au point critique de la phase pseudogap dans les cuprates. Elle se compose de trois chapitres : Généralités, Mesures de transport et Objectif du projet.

L'objectif du chapitre 1 est d'introduire les notions de base nécessaires à l'exploration du contexte de la problématique faisant l'objet du chapitre 2. Ainsi, le chapitre 1 constitue une brève introduction à la famille des cuprates, avec une attention particulière à la phase d'intérêt, soit la phase pseudogap.

Au chapitre 2, nous présentons les coefficients de transport qui font l'objet de ce mémoire. Pour chacun d'entre eux, nous faisons une revue des propriétés qu'ils ont révélées dans la famille des cuprates. Ceci permet en premier lieu de justifier l'emploi de cette approche expérimentale, mais également d'introduire les signatures de transport de la phase pseudogap qui sont au coeur de ce projet.

Nous concluons cette première partie en spécifiant l'objectif du projet au chapitre 3. Nous y récapitulons les propriétés en transport qui seront étudiées dans le contexte de cette maîtrise, soient les signatures de la phase pseudogap.

Chapitre 1

Généralités

1.1 Cuprates

La supraconductivité constitue un état de la matière caractérisé par deux phénomènes : l'absence de résistivité et l'effet Meissner (expulsion du champ magnétique externe). La transition vers la phase supraconductrice, où la résistivité devient nulle, est caractérisée par la température critique T_c . Les cuprates forment une famille de supraconducteurs à haute température critique dont le dénominateur commun est une structure composée de plans de cuivre et d'oxygène (CuO_2) intercalés de couches d'atomes faisant office de réservoirs de charges. Étant donné cette structure en plans, il s'agit d'une physique bidimensionnelle. Les différentes sous-familles de cuprates s'obtiennent en changeant la composition des réservoirs de charges. C'est également en effectuant des substitutions chimiques au sein de ces couches que l'on change le nombre d'électrons disponibles pour les plans CuO_2 . Nous définissons alors le dopage, noté p ou x , comme le nombre de porteurs de charge par atome de cuivre. Ces porteurs peuvent être de deux types : électrons (x) ou trous (p). Ces derniers s'interprètent naïvement comme l'espace vacant laissé par un électron au sein d'une bande presque pleine. Ce mémoire porte sur les cuprates dopés en trous¹, c'est-à-dire que doper consiste à réduire le nombre d'électrons disponibles par plan CuO_2 . Soulignons toutefois que c'est la courbure de la fonction de dispersion $E(\vec{k})$ qui détermine si une surface de Fermi est de type trou ou électron. La courbure de $E(\vec{k})$ correspond à la masse effective qui décrit la réponse des quasi-particules aux forces auxquelles elles sont sujettes en tenant compte des interactions du système.

1. Dans ce mémoire, l'emploi du terme *cuprate* désignera les dopés en trous.

La découverte des cuprates remonte à 1986 par Bednorz et Müller [1]. Depuis lors, cette famille de supraconducteurs n'a cessé de battre les records de températures critiques les plus élevées à pression ambiante, le record étant à ce jour détenu par $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ avec $T_c \sim 133$ K [2]. Mentionnons qu'en appliquant une pression de 170 gigapascals, il y est possible d'atteindre une température critique de 250K dans le décahydrure de lanthane [3]. Comprendre le mécanisme à la source de la supraconductivité constitue le fil conducteur des recherches menées sur ces matériaux depuis plus de 30 ans. Ce problème est considéré comme l'une des plus grandes questions de la physique moderne. Les études portant sur celui-ci, ont révélé un diagramme de phases dont la richesse et la complexité vont au-delà de cette propriété maîtresse. La figure 1.1 présente ce diagramme en fonction du dopage et de la température. Lorsqu'il n'est pas dopé, le composé est antiferromagnétique et possède un électron par site de cuivre. Il serait attendu qu'un tel demi-remplissage de la bande soit métallique, mais il s'agit plutôt d'un isolant de Mott, résultat des fortes corrélations [4] [5]. À l'autre extrémité, lorsque très dopé, nous retrouvons la physique des liquides de Fermi, où la résistivité est quadratique en température [6]. La loi de Wiedemann-Franz y est également satisfaite [7]. De plus, l'aire décrite par la surface de Fermi donne une densité de porteurs de $n = 1 + p$ trous par atomes de cuivre dans les plans CuO_2 d'après des mesures de photoémission résolue en angle (ARPES) [8], de dépendance en angle de la Magnétorésistance (ADMR) [9] et d'oscillations quantiques [10]. Entre ces deux extrémités, se trouve un régime appelé métal étrange où la supraconductivité émerge séparant le diagramme de phases en trois régions : le dopage optimal p_{opt} , où le dôme supraconducteur atteint son sommet, le régime sous-dopé (UD) à gauche de p_{opt} et le régime sur-dopé (OD) à droite de p_{opt} . Du côté sous-dopé, nous retrouvons des ordres de charges et de spins à courtes portées. Dans le cadre de ce mémoire, nous nous pencherons sur la phase pseudogap qui s'étend jusque dans la région sur-dopée du diagramme de phases.

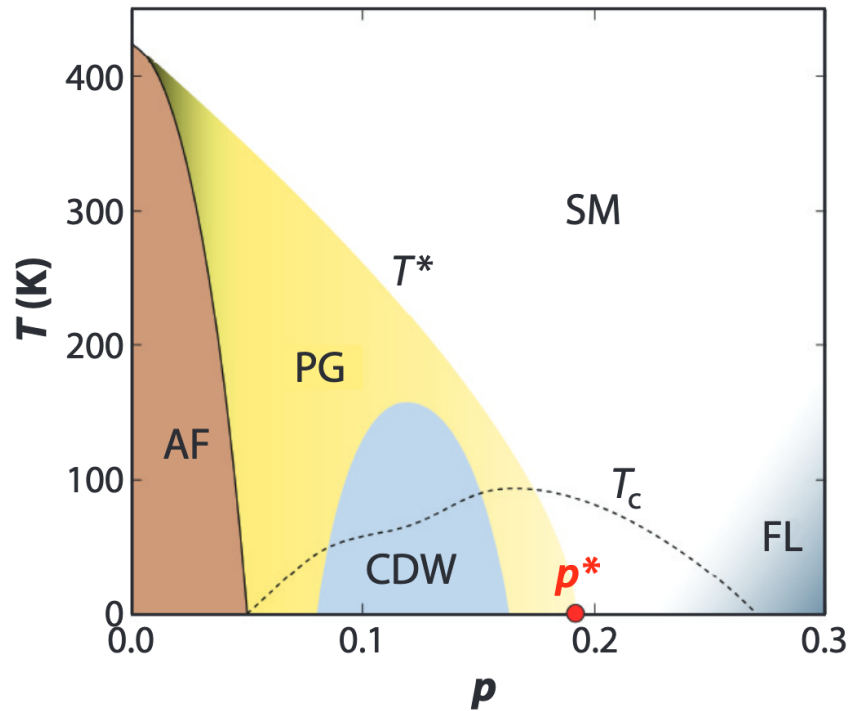


FIGURE 1.1 Diagramme de phases des cuprates en dopage et température tiré de [11] présentant la phase antiferromagnétique (AF), la phase pseudogap (PG, T^*) et son point critique (p^*), l'ordre de charge (CDW), le dôme supraconducteur (T_c), le régime liquide de Fermi (FL) et métal étrange (SM).

1.2 Pseudogap

La phase pseudogap constitue l'une des pièces centrales du diagramme de phases des cuprates. Deux paramètres permettent de délimiter cette phase : T^* la température à laquelle s'ouvre le pseudogap et p^* le dopage auquel la phase prend fin à température nulle. Précisons que l'ouverture du pseudogap en température est graduelle, si bien que T^* semble être un crossover, c'est à dire peut-être pas une transition à proprement parler. La phase pseudogap est traditionnellement définie par deux signatures expérimentales. D'abord, l'ouverture d'un gap dans la fonction spectrale obtenue par ARPES telle que vu à la figure 1.2a dans le composé bicouche² $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi2212) [12]. Il s'agit d'un gap partiel, car celui-ci ne s'ouvre que dans la région des anti-noeuds³ de l'espace réciproque. C'est d'ailleurs ce qui lui vaut l'appellation pseudogap. La seconde signature est une perte

2. Deux plans CuO_2 par formule unité

3. À proximité des points $k=(0, \pm\pi)$ et $k=(\pm\pi, 0)$ de la première zone de Brillouin

de densité d'états détectée par des mesures de chaleur spécifique [13] et de résonance magnétique nucléaire (RMN) [14]. Le décalage de Knight (*Knight shift*) est proportionnel à la densité d'états à travers sa dépendance en la susceptibilité de spin. La figure 1.2b présente des courbes de décalage de Knight en fonction de la température pour différents dopages dans le composé $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$ (Bi2201) dont il est question dans ce mémoire et qui appartient à la même famille que Bi2212, mais qui est monocouche [15]. Lorsque $p > p^*$, le décalage de Knight est constant, tel qu'attendu dans un métal. Dès que l'on traverse p^* en dopage ($p < p^*$), entrant ainsi dans la phase pseudogap pour $T < T^*$, le décalage de Knight chute, ce qui indique la perte de densité d'états.

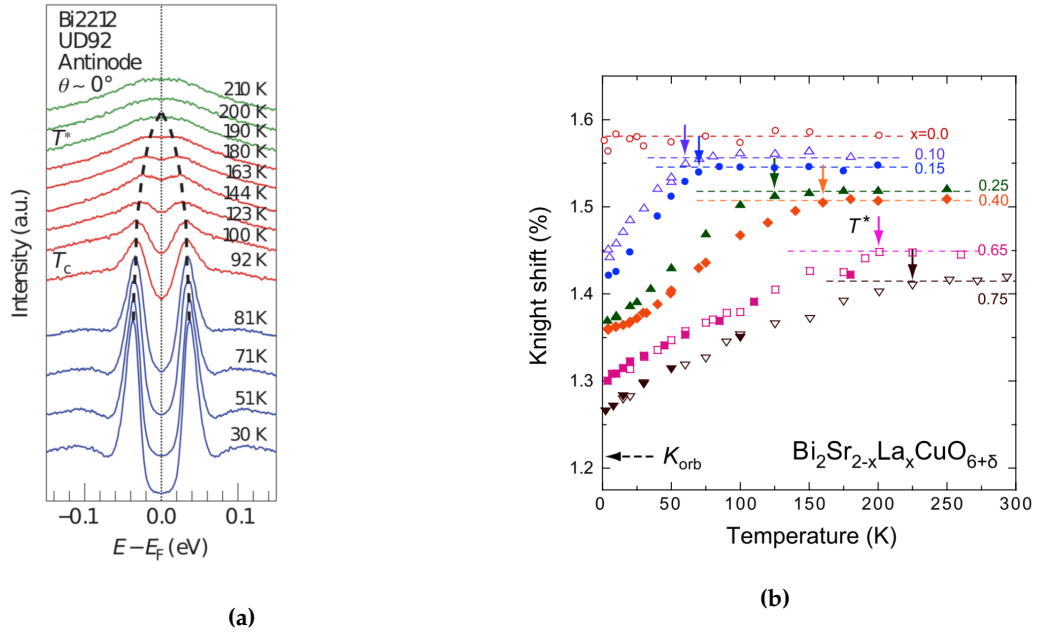


FIGURE 1.2 Signatures traditionnelles de la phase pseudogap. (a) Dépendance en température du spectre d'ARPES aux anti-nœuds dans $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ où l'on détecte l'ouverture d'un gap à $T < T^* = 190$ K bien avant l'apparition de la supraconductivité à $T_c = 92$ K [12]. (b) Mesures de décalage de Knight par RMN en fonction de la température à plusieurs dopages dans $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$ ($x=0$ à 0.75, où le dopage en lanthane correspond à un ajout d'électrons). À haute température, le décalage de Knight est constant, puis chute sous la température T^* qui diminue lorsque le dopage augmente [15].

Pour bon nombre de sondes expérimentales, une variation de comportement est observée à l'entrée de la phase pseudogap. Il est proposé que certaines soient le fruit d'une brisure de symétrie. En particulier, le composé $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) a été l'objet d'études suggérant

la brisure des symétries de rotation⁴ d'inversion⁵ et de renversement du temps⁶. Notons toutefois que plusieurs de ces sondes n'obtiennent pas la même valeur de T^* . Malgré l'impressionnante quantité de données expérimentales recueillies sur cette phase, sa nature fondamentale reste un mystère. Les scénarios théoriques portant sur l'origine de la phase pseudogap peuvent être séparés en deux catégories, selon qu'il s'agisse d'une phase avec ou sans brisure de symétrie. Dans la catégorie avec brisure de symétrie, les théories ont en commun que la température T^* est une transition de second ordre jusqu'à $T = 0$ de sorte que p^* est un point critique quantique (QCP). Parmi ces scénarios, on retrouve celui d'un ordre nématique dit de *stripes* [22]. Il s'agit d'un couplage d'ordres de densité de charges et de spins où l'accumulation de trous crée des bandes chargées, tandis que l'alignement de spins crée des bandes magnétiques. Ceci induit une nématicité dans le système, soit une anisotropie qui brise la symétrie de rotation. Un second scénario est celui des boucles de courant [23]. Ces boucles donnent lieu à des moments magnétiques alternés au sein des plans CuO_2 , ce qui brise la symétrie par inversement du temps. Une autre approche proposée consiste à expliquer les phénomènes associés au pseudogap à l'aide de l'antiferromagnétisme [24]. Il s'agirait alors d'une brisure de la symétrie de translation, ce qui n'est toutefois pas observé. Enfin, récemment, il a été proposé qu'un ordre topologique puisse expliquer la coexistence de l'ouverture du pseudogap et la brisure des symétries de rotation et par renversement du temps, tout en préservant celle de translation [25]. Dans l'autre catégorie de scénarios, où il n'y a pas de brisure de symétrie, l'une des approches étudiées repose sur les corrélations antiferromagnétiques de courte portée [26] [27]. Dans ce cas, T^* est un *crossover* et p^* pourrait être une transition de premier ordre à basse température.

Bien que de nombreux scénarios théoriques aient été proposés, à ce jour aucun n'arrive à réconcilier l'ensemble des observations expérimentales et à faire consensus au sein de la communauté. La résolution de l'énigme pseudogap constitue en elle-même un des plus grands problèmes de la physique de la matière condensée. Néanmoins, étant donnée la superposition entre le dôme supraconducteur et le pseudogap, il est naturel de s'interroger sur les liens entre ces deux phénomènes. Cette énigme s'inscrit donc dans la quête visant à élucider l'origine de la supraconductivité dans les cuprates.

4. Résistivité [16], diffraction de neutrons [17], effet Nernst [16]

5. Polarimétrie terahertz [18], anisotropie optique [19]

6. Effet Kerr [20], diffraction de neutrons [21]

Chapitre 2

Mesures de transport

2.1 Résistivité

Mesurer la résistivité d'un matériau consiste à en étudier la réponse des porteurs de charge à l'application d'un champ électrique produisant un courant I . Cette réponse se manifeste comme une différence de potentiel ΔV à partir de laquelle avec la loi d'Ohm¹ nous extrayons la résistance du matériau. Celle-ci dépend des dimensions de l'échantillon. Nous la convertissons en quantité intensive, la résistivité, grâce aux facteurs géométriques (w largeur, l longueur, t épaisseur) :

$$\rho = \frac{wt}{l}R = \alpha R \quad (2.1)$$

Dans le modèle de Drude où l'on applique la théorie cinétique des gaz aux électrons d'un métal, la résistivité s'exprime en termes des quantités microscopiques suivantes :

$$\rho = \frac{m^*}{ne^2\tau} \quad (2.2)$$

Ce modèle indique que la résistivité est sensible à la densité de porteurs n , la masse effective m^* et le temps moyen entre les collisions τ (ou encore le taux de diffusion $\Gamma = \frac{1}{\tau}$). C'est donc de l'information sur ces quantités que nous souhaitons extraire à l'aide d'une mesure de résistivité.

1. $\Delta V = RI$

2.1.1 Résistivité linéaire et limite planckienne

Dans un supraconducteur, la dépendance en température de la résistivité nous informe en premier lieu de la température critique T_c où $\rho = 0$. Sous l'influence d'un fort champ magnétique, il est possible de sonder (également) l'état normal en dessous de T_c . La théorie des liquides de Fermi prédit une dépendance en T^2 , ce qui est observé dans la région sur-dopée du diagramme de phase des cuprates [6]. Toutefois, légèrement au-dessus du dopage critique pseudogap p^* , une dépendance linéaire en température a été mesurée telle que présentée à la figure 2.1 dans $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) [28], $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (NdLSCO) [29] et tout récemment $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi2212) [30]. Un phénomène qui avait également été révélé antérieurement dans d'autres cuprates [31] [32].

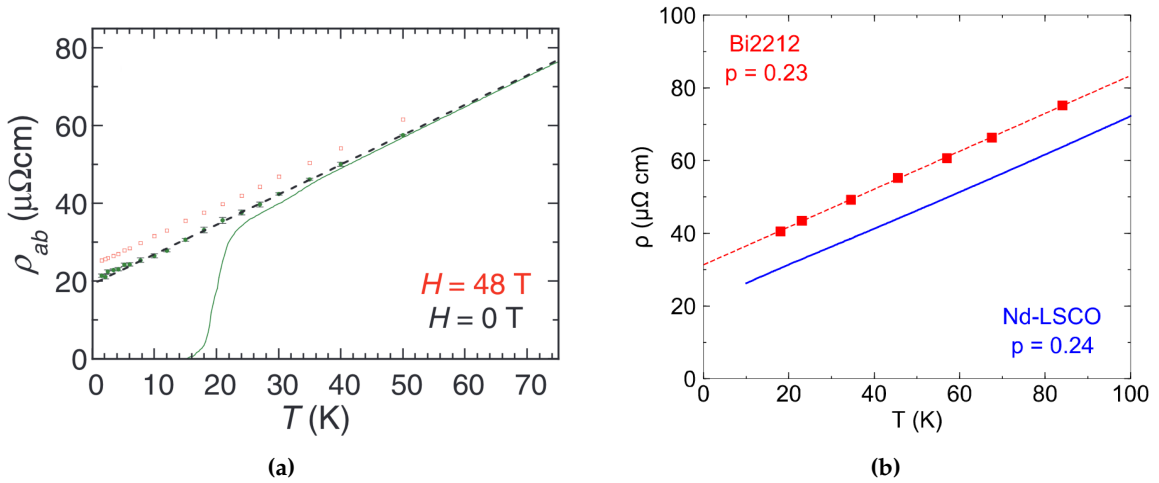


FIGURE 2.1 Résistivité linéaire près de p^* dans les cuprates dopés en trous.

Résistivité en fonction de la température dans (a) LSCO $p = 0.23$ à champ nul (ligne pleine), à $H = 48\text{T}$ (carrés rouges) et extrapolées de l'état normal à $H = 0\text{T}$ (points verts) [28]. En (b), sont présentés Bi2212 $p = 0.23$ à $H = 55\text{T}$ [30] et NdLSCO $p = 0.24$ à $H = 16\text{T}$ [29]. Dans les trois cas, la résistivité présente une dépendance linéaire à basse température dans l'état normal.

La résistivité linéaire à basse température est souvent associée à la criticalité quantique. Elle est observée dans plusieurs familles de supraconducteurs non-conventionnels ayant en commun un point critique quantique marquant l'entrée d'une phase antiferromagnétique : les fermions lourds [33], les organiques [34], les pnictures [35] et les cuprates dopés aux électrons [31]. Notons que les résistivités résiduelles présentées à la figure 2.1 représentent une fraction importante de la valeur à température ambiante. S'il est attendu de retrouver

une dépendance de la résistivité en T^2 à très basse température en présence d'un point critique quantique associé à des fluctuations antiferromagnétiques [36], il a été suggéré qu'en présence d'impuretés menant à un grand terme résiduel, la résistivité préserve une dépendance linéaire [37]. Ainsi le comportement observé à la figure 2.1 est cohérent avec ce scénario. Néanmoins, dans le cas des cuprates dopés en trous, l'origine du pseudogap reste inconnue si bien qu'aucune transition de deuxième ordre à $T = 0$ n'a encore été clairement identifiée. La linéarité de la résistivité près de p^* possède toutefois une propriété remarquable : sa pente A_1 reflète un taux de diffusion inélastique $1/\tau$ qui atteint la limite planckienne : $\hbar/\tau = k_B T$. Pour en arriver à cette conclusion considérons le modèle de Drude dans un régime où cette limite est respectée. La résistivité s'exprime alors en termes de la masse effective m^* , de la densité de porteurs n , la charge élémentaire e et les constantes \hbar et k_B comme suit :

$$\rho = \frac{m^*}{ne^2} \frac{1}{\tau} = \frac{m^*}{ne^2} \frac{k_B T}{\hbar} = A_1 T \quad (2.3)$$

A_1 est la notation adoptée pour décrire la pente de ρ en température. Nous nous intéressons à la résistivité par plan de CuO_2 , si bien que nous définissons la pente par plan à l'aide de la distance interplan moyenne d :

$$A_1^\square = \frac{A_1}{d} = \frac{m^*}{ne^2 d} \frac{k_B}{\hbar} \quad (2.4)$$

Cette relation peut être écrite de façon concise en termes de la température de Fermi $T_F = \frac{\pi \hbar^2 n d}{k_B m^*}$ comme suit :

$$A_1^\square T_F = \frac{h}{2e^2} \quad (2.5)$$

Si cette approximation nécessite d'être raffinée pour décrire correctement des systèmes aux interactions fortes, il n'en est pas moins qu'elle regroupe les ingrédients suffisants pour révéler le caractère universel du régime de diffusion atteint au sein des cuprates. En effet, telle qu'illustrée à la figure 2.2, la pente mesurée dans les cuprates dopés en électrons $\text{La}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ (LCCO) et $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4\pm\delta}$ (PCCO), ainsi que les dopés en trous LSCO, NdLSCO et Bi2212 correspond à la valeur prédite par la formule 2.5.

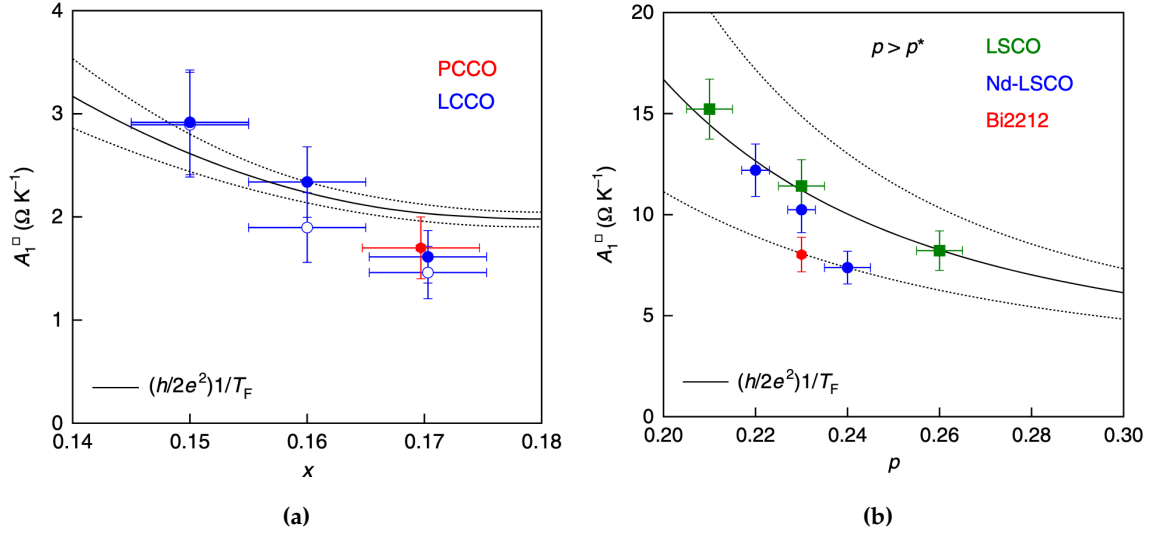


FIGURE 2.2 Pente par plan CuO_2 de la résistivité linéaire A_1^{\square} en fonction du dopage dans les cuprates (a) dopés en électrons PCCO ($x=0.17$) et LCCO ($x=0.15, 0.16$ et 0.17) et (b) dopés en trous LSCO $p = 0.21, 0.23$ et 0.26 , NdLSCO $p = 0.22$ et 0.23 sous pression de 2GPa et Bi2212 $p = 0.23$. Les valeurs mesurées de A_1^{\square} sont comparées à la valeur prédite par la limite planckienne (ligne noire) donnée par l'équation $A_1^{\square} = \frac{h}{2e^2} \frac{1}{T_F}$ [30].

Dans les cuprates dopés en électrons, des valeurs précises de n et m^* permettant d'évaluer T_F sont obtenues à partir d'oscillations quantiques effectuées sur $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ (NCCO) [38] [39]. Pour ce qui est des dopés aux trous, nous estimons la densité de porteurs à partir de $n(a^2d) = 1 - p$ et la masse effective m^* est extraite du coefficient linéaire γ de la chaleur spécifique grâce à la formule suivante où N_A est le nombre d'Avogadro [40] :

$$\lim_{T \rightarrow 0} \frac{C}{T} = \gamma = \frac{\pi N_A k_B^2}{3\hbar^2} a^2 m^* \quad (2.6)$$

En particulier, voyons quelle valeur donne la formule 2.5 dans le cas de Bi2201. La figure 2.3 présente les données de chaleur spécifique à $H = 0 \text{ T}$ et $H = 6 \text{ T}$ d'un cristal Bi2201 de $T_c = 19 \text{ K}$ [41]. À partir d'une dérivation de la formule de Volovik ($\gamma(H) \sim \sqrt{H}$) pour des supraconducteurs sales, la valeur de γ dans l'état normal à $H_{c2} = 18 \text{ T}$ est prédite à $\gamma = 10 \pm 2 \text{ mJ/K}^2$. La formule 2.6 donne alors une masse effective de $m^* = 7 \pm 1.5 m_0$.

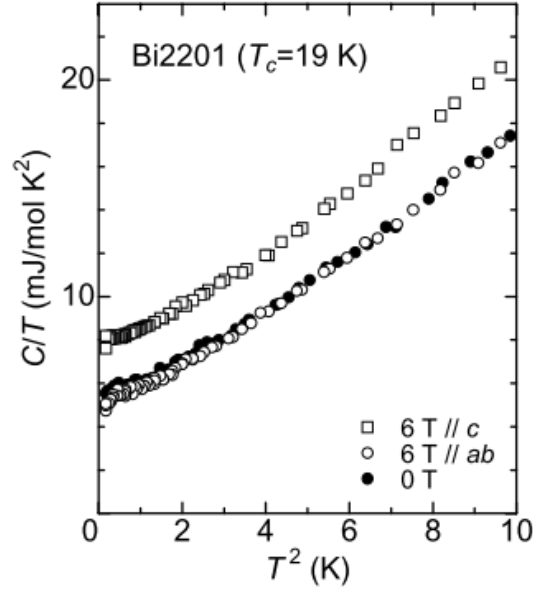


FIGURE 2.3 Chaleur spécifique C/T en fonction de T^2 dans Bi2201 $T_c = 19\text{K}$ en l'absence de champ magnétique (cercles fermés), à $H = 6\text{ T}$ avec $H \parallel ab$ (cercles ouverts) et $H \parallel c$ (carrés ouverts) [41]. Le coefficient linéaire de la chaleur spécifique γ est obtenu grâce à l'extrapolation de C/T versus T à $T = 0\text{ K}$, soit $\gamma = 8\text{mJ/K}^2$ à $H = 6\text{ T}$.

Passons à la densité de porteurs n . Nous nous intéressons au comportement à proximité de dopage critique p^* . Ainsi, à partir des mesures d'ARPES le dopage correspondant à la fermeture du pseudogap est $p^* \sim 0.4$ [42]. Étant donnée la détection d'une singularité de van Hove à proximité de p^* dans Bi2201 faisant passer la surface de Fermi de type trou à électron [42], nous avons $n \sim 1 - p = 0.6$. Enfin, des mesures de diffraction rayons X donnent une distance interplan de $d = \frac{c}{2} = 12.3\text{\AA}$ [43]. L'ensemble de ces valeurs expérimentales (m^* , n et d) permettent d'évaluer la température de Fermi à proximité de p^* dans Bi2201 et d'obtenir la prédiction pour la limite planckienne $A_1^\square = 8 \pm 2\Omega/\text{K}$ dans ce composé.

2.1.2 Remontée de la résistivité

À $p < p^*$, il y a une remontée de la résistivité à basse température lorsque la supraconductivité est supprimée, par exemple par l'application d'un champ magnétique. Ce comportement a d'abord été mis en lumière dans LSCO en appliquant un champ magnétique de $H = 61\text{ T}$ permettant de sonder l'état normal à $T = 0.65\text{ K}$ [44]. La figure 2.4 illustre que dans ce composé, la résistivité passe d'une dépendance quasi-linéaire en température

($p = 0.22$) à une remontée ($p < 0.16$). Ce comportement a été appelé "crossover métal-isolant". Les auteurs se penchaient à l'époque sur les remontées de ρ avec une dépendance en $\log(1/T)$ observée sous $p_{\text{opt}} = 0.16$. C'est pourquoi le phénomène a été interprété comme le passage du régime isolant de l'extrême sous-dopée du diagramme de phase au régime métallique lorsque dopé. Les auteurs proposaient que les remontées de la résistivité à basse température résultaient de la localisation des charges dont l'origine restait à découvrir. Précisons qu'une étude faite sur LSCO en l'absence de champ magnétique où la supraconductivité est supprimée par l'ajout de zinc révèle le même comportement [45]. Ainsi les remontées de la résistivité à basse température ne sont pas un effet de la présence du champ magnétique, ni du désordre.

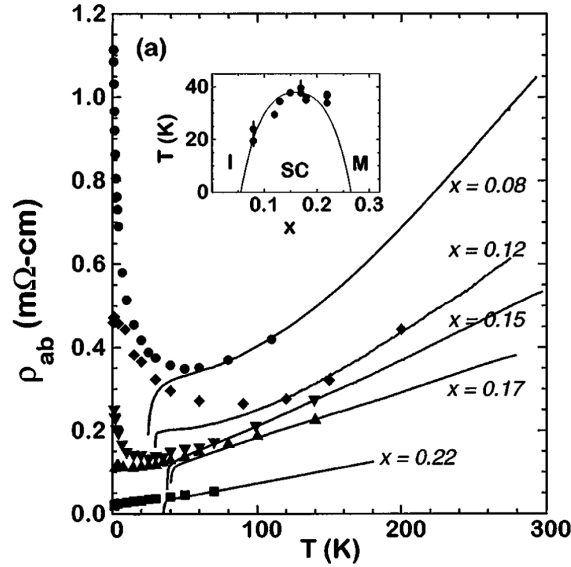


FIGURE 2.4 Remontée de la résistivité à basse température dans LSCO. Résistivité en fonction de la température dans LSCO $p = 0.08, 0.12, 0.15, 0.17$ et 0.22 sous un champ de $H = 61$ T jusqu'à 0.65 K [44]. Dans l'état normal, alors que pour $p > p^* \simeq 0.18$, la résistivité diminue de manière quasi-linéaire en température ($p = 0.22$), tandis que pour $p < p^*$, il y a une importante remontée à basse température.

Plus récemment, il a été proposé que l'origine de ces remontées de la résistivité à basse température soit plutôt une chute de la densité de porteurs due à l'ouverture du pseudogap [29] [46]. La signature expérimentale à l'origine de cette explication est la chute du nombre de Hall de $n_H \simeq 1 + p$ à $n_H \simeq p$ à travers p^* que nous aborderons à la section 2.2.1. Notons ici, que le nombre de Hall est un indice de la courbure de la surface de Fermi qui est de type trou, malgré que la surface même puisse former une poche d'électrons. En ce qui a trait à la résistivité, telle que montrée à la figure 2.5, dans NdLSCO lorsque le dopage passe sous p^* , la résistivité dévie d'un comportement linéaire en température pour évoluer

vers des remontées à basse température [46].

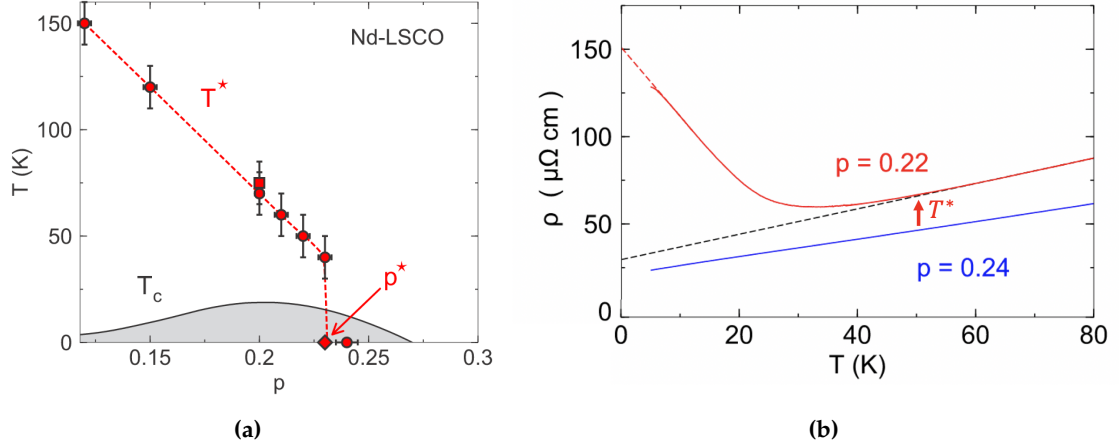


FIGURE 2.5 Remontée de la résistivité à basse température dans NdLSCO. (a) Diagramme de phase de NdLSCO indiquant le dopage critique $p^* \sim 0.23$. **(b)** ρ en fonction de la température dans NdLSCO $p = 0.22$ et 0.24 à $H = 33$ T [46]. La résistivité est linéaire en température à $p = 0.24 > p^*$ et remonte à basse température pour $p = 0.22 < p^*$.

Pour les dopages sous p^* , on identifie l'ouverture du pseudogap à T^* et il s'avère que la chute abrupte de T^* présentée à la figure 2.5 a été prédite théoriquement [47] [48]. Tel que nous l'avons vu à la section 1.2, cette température peut être déterminée par ARPES. Il s'avère que les valeurs de T^* obtenues par sonde spectroscopique correspondent aux températures auxquelles $\rho(T)$ dévie de son comportement à haute température et entame sa remontée, ce qui est illustré par la flèche rouge de la figure 2.5. Cette signature de l'ouverture du pseudogap en résistivité est donc cohérente avec une chute de la densité de porteurs, bien qu'il puisse aussi y avoir un impact sur la diffusion. Cette subtilité explique d'ailleurs pourquoi dans YBCO c'est plutôt une diminution de ρ qui est observée à basse température [49]. En effet, les deux principaux paramètres qui déterminent la dépendance en température de la résistivité sont le taux de diffusion et la densité de porteurs. Dans un matériau avec un niveau d'impuretés élevé, comme c'est le cas de LSCO et Nd-LSCO, la diffusion des quasi-particules se fait principalement avec les impuretés. Au contraire lorsque le niveau d'impuretés est faible, comme dans YBCO, le principal mécanisme de diffusion est les collisions entre quasi-particules. Ainsi, la diminution de la densité de porteurs vient de pair avec une augmentation du temps moyen entre les collisions τ , de sorte que $\rho = \frac{m^*}{ne^2\tau}$ diminue.

2.2 Effet Hall

Lorsqu'on applique un courant électrique (en x) dans un matériau en présence d'un champ magnétique (en z), les porteurs de charge en mouvement sont déviés de leur trajectoire par la force de Lorentz. Afin de satisfaire aux conditions frontières qui exigent que le courant soit nul dans l'axe du matériau perpendiculaire au courant ($J_y = 0$), une force électrique (en y) s'oppose à la force de Lorentz. Il en résulte un voltage perpendiculaire (en y) à l'axe le long duquel circule le courant. Ainsi, le coefficient de Hall est donné par :

$$R_H = \frac{E_y}{J_x H} = \frac{\Delta V_y t}{J_x H} \quad (2.7)$$

Le nombre de Hall n_H est alors défini comme suit :

$$n_H = \frac{1}{R_H e} \quad (2.8)$$

Dans l'approximation du gaz d'électrons libres, le nombre de Hall égale la densité de porteurs. Pour un système à une bande de dispersion parabolique, dans la limite $T \rightarrow 0$, on a donc $n \sim n_H$. Si les porteurs de charge sont des électrons, R_H est négatif et inversement si ce sont des trous. De manière plus générale, les mesures du nombre de Hall à basse température constituent un indicateur de l'évolution de la densité de porteurs. Celles-ci ne sont pas à prendre comme une mesure directe de n , mais plutôt comme étant reliées à la courbure de la surface de Fermi [50].

Dans les deux sections suivantes 2.2.1 et 2.2.2, nous abordons des études de l'effet Hall à basse température permettant de détecter des changements dans la surface de Fermi dans les cuprates. Afin d'y voir clair, la figure 2.6 décrit les trois régimes qui seront discutés : la phase CDW ($p < p_{\text{CDW}}$) où $n_H < 0$, la phase pseugogap ($p_{\text{CDW}} < p < p^*$) où $n_H = p$ et à l'extérieur de celle-ci ($p > p^*$) où $n_H = 1 + p$.

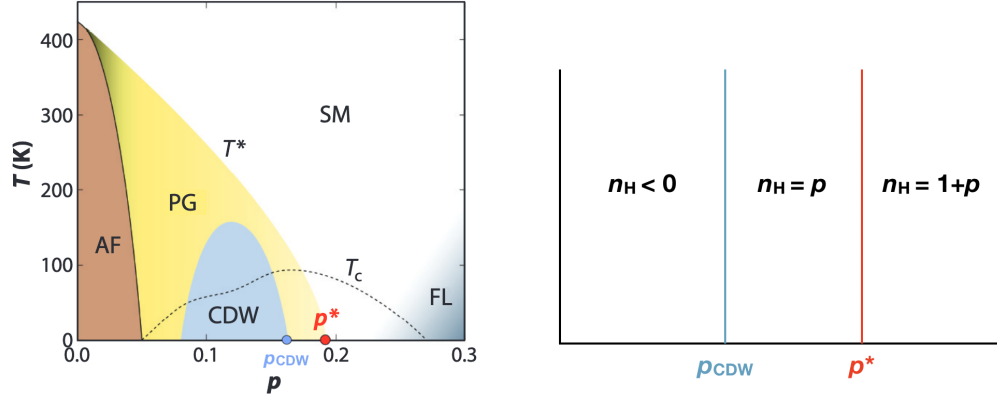


FIGURE 2.6 Trois régimes de l'étude du nombre de Hall dans les cuprates. Le nombre de Hall obtenu à partir de mesures d'effet Hall à basse température dans l'état normal varie selon la position dans le diagramme de phase : $n_H = 1 + p$ hors de la phase pseudogap ($p > p^*$), n_H chute à la valeur p au passage de p^* et devient négatif à l'entrée de la phase CDW.

2.2.1 Chute de la densité de porteurs sous p^*

Au passage de p^* du régime sur-dopé vers l'optimal, la valeur du coefficient de Hall à $T \rightarrow 0$ fait un saut. Ceci est illustré à la figure 2.7a dans NdLSCO [46] où $p^* \sim 0.23$. L'application d'un champ magnétique de 33T permet de sonder l'état normal de ce composé jusqu'à $T = 1.5$ K. La valeur de R_H dans la limite $T \rightarrow 0$ nous intéresse, car celle-ci permet d'obtenir n_H à $T = 0$ dans la phase normale dans la mesure où celle-ci n'est pas affectée par le champ magnétique. En effet, un saut dans la valeur du coefficient de Hall à très basse température correspond à une chute du nombre de Hall. Ce dernier est sensible à la densité de porteurs et, en particulier dans la limite $T \rightarrow 0$, nous approximations $n \sim n_H$. En figure 2.7b, nous voyons que pour YBCO et NdLSCO, le nombre de Hall passe d'une valeur de $1 + p$ à p en traversant p^* , reflétant une chute de la densité de porteurs de $n = 1 + p$ à $n = p$. Ce phénomène d'abord observé dans YBCO [51] (fig. 2.7b), marque la découverte de la signature en transport de l'ouverture du pseudogap. Notons qu'il y a également une variation du coefficient de Hall correspondant à une chute de nombre de Hall en température, au passage de T^* . Toutefois, le lien entre la densité de porteurs et le nombre de Hall n'est valide que dans la limite $T \rightarrow 0$. Or, lorsque la température est supérieure à T^* , nous ne sommes pas dans ce régime et en particulier, il est probable que la valeur de n_H soit influencée par la diffusion.

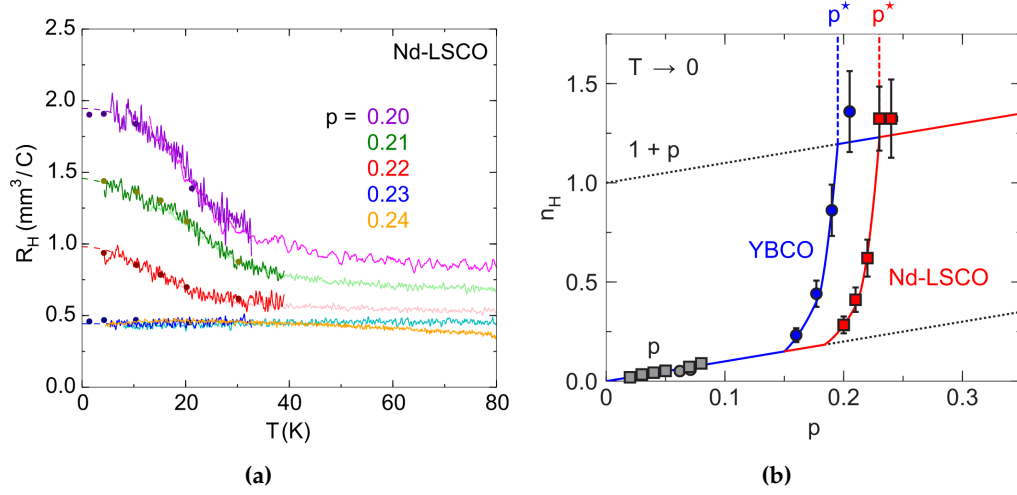


FIGURE 2.7 Chute de la densité de porteurs révélée par des mesures d’effet Hall. (a) Coefficient de Hall en fonction de la température dans NdLSCO $p = 0.20, 0.21, 0.22, 0.23$ et 0.24 sous champ magnétique de $H = 16$ T (lignes pleines pâles), $H = 33$ T (lignes pleines foncées) et $H = 36$ T (cercles). La valeur de R_H dans la limite $T \rightarrow 0$ augmente en diminuant le dopage depuis p^* . **(b)** Nombre de Hall dans la limite $T \rightarrow 0$ en fonction du dopage dans YBCO et NdLSCO. Dans les deux composés, à p^* , n_H chute de manière abrupte passant d’une valeur de $1 + p$ à p [46].

2.2.2 Effet Hall négatif dans la phase onde de densité de charges

Par souci de complétude, nous abordons ce résultat important obtenu à l’aide de mesures d’effet Hall, mais celui-ci ne sera pas à l’étude dans ce mémoire. Dans le contexte des cuprates dopés en trous à une bande, il est attendu que l’effet Hall soit positif. Tel que montré à la figure 2.8, dans la région sous-dopée du composé YBCO, il y a un changement de signe de R_H à basse température (lorsque la supraconductivité est supprimée par un champ magnétique) [52]. Cette découverte coïncide avec celles d’oscillations quantiques de basses fréquences dans la même région du diagramme de phase [53]. Ces deux résultats infèrent que la surface de Fermi est reconstruite [54] passant de grands cylindres de trous dans le régime sur-dopé [55] avec $n_H \simeq 1 + p$ à de petites pochettes d’électrons pour $p \simeq 0.1$.

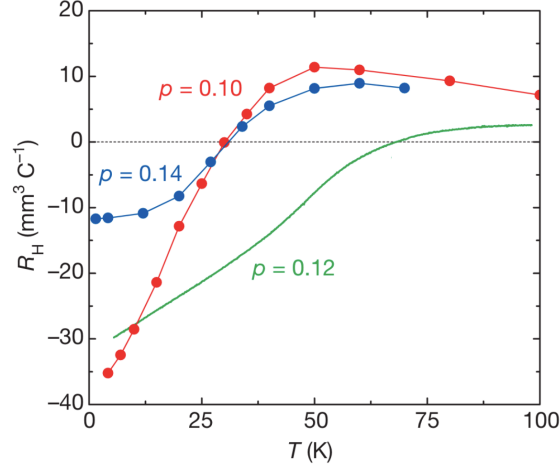


FIGURE 2.8 Changement de signe de R_H en température dans YBCO sous-dopé. Coefficient de Hall R_H en fonction de la température dans l'état normal dans YBCO $p = 0.10, 0.12$ et 0.14 (multiplié par 10) à respectivement $H = 55, 45$ et $55T$ [52]. R_H change de signe à la température T_0 , soit à $30K$ ($p = 0.10$ et 0.14) et $70K$ ($p = 0.12$)

2.3 Conductivité thermique

La conductivité thermique est définie comme la capacité d'un matériau à transporter la chaleur. Cette quantité se traduit en termes du courant de chaleur appliqué (\dot{Q}), du gradient de température (ΔT_x) induit et des facteurs géométriques (w, t et l) comme suit :

$$\kappa_{xx} = \frac{\dot{Q}}{\Delta T_x} \frac{wt}{l} = \frac{\dot{Q}}{\alpha \Delta T_x} \quad (2.9)$$

Ce coefficient de transport offre l'avantage de sonder toutes les excitations mobiles capables de transporter de l'entropie, par exemple : phonons, électrons, magnons. κ correspond donc à la somme des contributions de ces excitations. Grâce à la théorie cinétique des gaz, la conductivité thermique d'un type d'excitation peut être exprimée en termes de la chaleur spécifique C , de la vitesse moyenne v des excitations se propageant dans le solide et du libre parcours moyen l . Ainsi, la conductivité thermique totale du système est donnée par :

$$\kappa = \sum_i \kappa_i = \sum_i \frac{1}{3} C_i v_i l_i \quad (2.10)$$

La simplicité de cette expression permet de prédire le comportement de κ en température. Cette prédiction s'avère un atout clé pour une mesure de conductivité thermique, car la dépendance en température constitue l'un des paramètres de base. En particulier, dans le cadre de cette étude, nous nous intéressons aux basses températures. Dans ce régime, nous pouvons présumer, en première approximation, que c'est la chaleur spécifique qui domine la dépendance en température². Pour des bosons $C_{bo} \sim T^3$, tandis que pour des fermions $C_{fe} \sim T$. En intégrant ces dépendances en température dans l'expression 2.10 afin d'exprimer κ en fonction des excitations électroniques et phononiques, nous obtenons :

$$\kappa = \kappa_{el} + \kappa_{ph} = \alpha T + \beta T^3 \quad (2.11)$$

La dépendance en température de la contribution bosonique est valide lorsque le libre parcours moyen des phonons est limité par les conditions aux frontières (l constant). Toutefois, dans un métal, dans la limite des températures $T \ll \theta_D$ ³, les phonons sont diffusés par les électrons. Leur libre parcours moyen diminue alors avec l'élévation de la température, car la diffusion électron-phonon augmente. Lorsque ce processus est dominant, le libre parcours moyen des phonons atteint une dépendance en $1/T$ et la conductivité thermique est alors quadratique en température [56]. En somme, de manière générale, la contribution des phonons dans un métal est donnée par $\kappa_{ph} = \beta T^2$.

Dans le contexte de mesures de conductivité thermique, il est avantageux de tracer les données en κ/T en fonction de la température. En effet, en divisant l'expression 2.11 par la température, nous pouvons séparer les deux contributions de κ de sorte que la composante électronique corresponde au terme résiduel (à $T = 0$) et la composante phononique à la pente tel que dans l'expression 2.12. Ceci sera illustré dans les figures à suivre de cette section.

$$\frac{\kappa}{T} = \frac{\kappa_0}{T}_{(el)} + \beta T_{(ph)} \quad (2.12)$$

2.3.1 Terme résiduel

Dans un supraconducteur, les quasi-particules sont appariées en paires de Cooper qui ne transportent pas d'entropie et donc ne contribuent pas à la conductivité thermique électronique. Le terme résiduel κ_0/T est alors nul dans un supraconducteur de gap complet (sans

2. Le libre parcours moyen peut être considéré constant

3. Dans les cuprates, la température de Debye θ_D est d'environ 300-400 K.

noeud, *s-wave*). Pour un gap de type *d-wave*, seules les quasi-particules nodales contribuent au terme résiduel électronique κ_0/T . La figure 2.9 présente un exemple de conductivité thermique en fonction de la température dans le composé $\text{Ti}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (Ti2201) sur-dopé. Ce dernier appartient à la limite propre, définie par : $k_B \ll \hbar\Gamma \ll \Delta_0$ où Γ est le taux de diffusion et Δ_0 le gap supraconducteur. Dans cette limite propre, il a été montré que le terme résiduel est indépendant du taux d'impuretés [57] et inversement proportionnel au gap Δ_0 [58] [59]. Remarquons par ailleurs qu'à la figure 2.9, la contribution phononique à très basse température est $\kappa_{ph} \propto T^2$, reflet de la diffusion électron-phonon dans ce composé où la densité de porteurs est élevée.

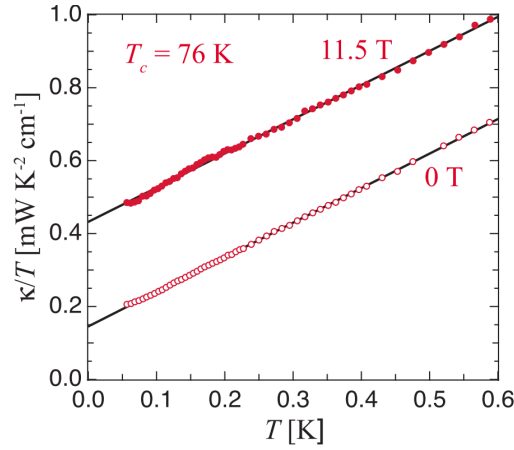


FIGURE 2.9 Conductivité thermique en fonction de la température : limite propre. κ/T en fonction de T dans $\text{Ti}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (Ti2201) sur-dopé $T_c = 76$ K [59]. Dans l'état supraconducteur à $H = 0$ T, le terme résiduel κ_0/T est non nul en raison des quasi-particules nodales. La contribution phononique est quadratique en température, ce qui témoigne de la diffusion électron-phonon.

Passons au cas où le taux d'impuretés est important, la limite sale. Dans ce régime, un supraconducteur de type *d-wave* se comportent comme un métal et $\kappa_{ph} \sim T^2$. Le composé NdLSCO appartient à cette limite et la figure 2.10a révèle bien une dépendance quadratique de la contribution phononique. Nous verrons que Bi2201 appartient également à la limite sale. À l'aide d'une étude en champ magnétique du terme résiduel, il est possible d'évaluer le niveau d'impuretés. En effet, si κ_0/T de l'état supraconducteur représente une fraction notable du terme résiduel de l'état normal (κ_N/T), c'est l'indication d'une quantité importante d'impuretés qui ont pour effet d'élargir la région nodale du gap. Pour comprendre ce ratio, nous étudions son évolution avec le champ magnétique. Lorsqu'on applique un champ, les paires de Cooper sont brisées et des quasi-particules électroniques sont libérées. D'une part, la contribution des phonons, soit la pente de $\frac{\kappa}{T}$, diminue, car la diffusion électron-phonon

augmente avec le nombre de particules libérées (notons que cela n'est pas observé à la figure 2.9, car un champ de $H = 11.5$ T ne représente qu'une faible fraction de $H_{c2} \sim 100$ T dans Tl2201 $T_c = 76$ K [60]). D'autre part, le terme résiduel κ_0/T augmente avec le champ magnétique jusqu'à saturation à l'atteinte de H_{c2} . Lorsque le champ critique est dépassé, la conductivité thermique résiduelle correspond à celle de l'état normal. Bref, si $\frac{\kappa_0/T}{\kappa_N/T}$ est grand, c'est qu'il y a déjà un grand nombre de quasi-particules disponibles pour conduire la chaleur dans l'état supraconducteur à $H = 0$ T. En particulier, dans NdLSCO $p = 0.24$, $\frac{\kappa_0/T}{\kappa_N/T} \sim 0.7$ (fig. 2.10a) tandis que pour Tl2201 $\frac{\kappa_0/T}{\kappa_N/T} < 0.3$ (fig. 2.9 comme $\kappa_N/T > \kappa_{H=11.5T}/T$), ce qui suggère un niveau d'impuretés plus important dans NdLSCO que Tl2201.

Enfin, la figure 2.10b présente l'évolution en dopage du terme résiduel κ_0/T . Nous y observons qu'à l'entrée du pseudogap, la contribution électronique à la conductivité thermique diminue, et ce, autant dans l'état supraconducteur que dans l'état normal. Il s'agit d'une manifestation additionnelle de la chute de densité de porteurs à l'ouverture du pseudogap. Cela vérifie également que ce phénomène n'est pas une conséquence du champ magnétique, car la chute abrupte dans κ_0/T sous p^* est observée même à $H = 0$ T.

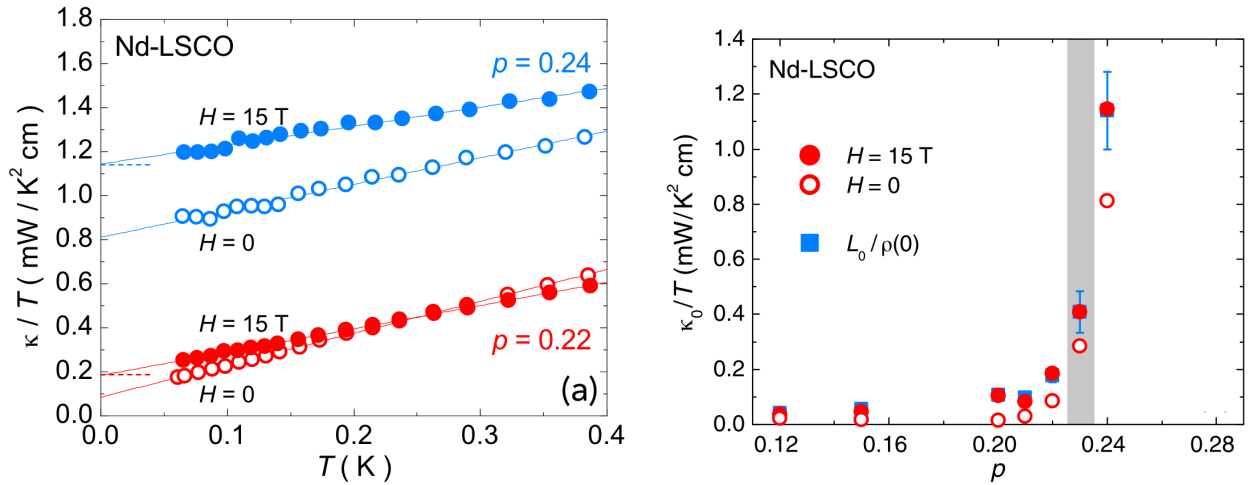


FIGURE 2.10 Conductivité thermique en fonction de la température : limite sale. κ/T en fonction de la température dans (a) NdLSCO $p = 0.22$ et 0.24 à $H = 0, 15$ T [61]. L'application d'un champ magnétique libère des quasi-particules électroniques ce qui augmente leur contribution à la conductivité thermique, soit κ_0/T . (b) Évolution en dopage de κ_0/T révélant une chute de la contribution électronique de la conductivité thermique au passage de p^* lorsque l'on diminue le dopage. Ceci indique une chute de la densité de porteurs.

2.3.2 Loi de Wiedemann-Franz

Lorsque ce sont les mêmes particules qui sont responsables du transport thermique κ et électrique σ , les coefficients de transport associés sont reliés par la loi de Wiedemann-Franz :

$$\frac{\kappa_0}{T} = L_0 \sigma_0 \quad (2.13)$$

où L_0 est le nombre de Lorenz :

$$L_0 = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 = 2.44 \times 10^{-8} \text{W}\Omega/\text{K}^2 \quad (2.14)$$

Cette relation est valide dans un régime où les collisions sont élastiques, soit lorsque $T \rightarrow 0$. La loi de Wiedemann-Franz a initialement été stipulée pour les métaux de type liquide de Fermi. Lorsqu'elle s'avère vérifiée dans des matériaux aux corrélations fortes, cela indique que les porteurs de charge et de chaleur sont soumis aux mêmes mécanismes de diffusion ; ils conduisent comme des électrons conventionnels. Au sein des cuprates, la loi de Wiedemann-Franz a été vérifiée dans le régime sur-dopé des composés Tl2201 [62], LSCO [6] et plus récemment dans NdLSCO [61]. Ce dernier composé a été l'objet d'une étude dont l'étendue en dopage couvre la traversée de p^* . La validation de la loi Wiedemann-Franz vérifie donc que le pseudogap est bel et bien un état métallique où les excitations à $T = 0$ se comportent comme des trous.

2.4 Effet Hall thermique

Comme pour les mesures électriques, l'application d'un champ magnétique (en z) a pour effet de dévier de leur trajectoire longitudinale (en x) les porteurs de chaleur chargés qui lui sont sensibles générant ainsi un gradient thermique transverse (ΔT_y). Ce phénomène s'appelle l'effet Righi-Leduc et permet de définir la conductivité thermique de Hall :

$$\kappa_{xy} = -\kappa_{yy} \frac{\Delta T_y}{\Delta T_x} \frac{l}{w} \quad (2.15)$$

où κ_{yy} est la conductivité thermique longitudinale selon l'axe y . Tout comme la conductivité thermique longitudinale, l'effet Hall thermique présente l'intérêt de pouvoir sonder la matière dans la phase supraconductrice. Si le transport thermique transverse provient des

porteurs de charge, le signe de κ_{xy} correspond au signe de ces derniers. Enfin, de manière équivalente au transport longitudinal, les conductivités thermique et électrique transverses sont liées par la loi de Wiedemann-Franz.

$$\frac{\kappa_{xy}}{T} = L_0 \sigma_{xy} \quad \text{à} \quad T = 0. \quad (2.16)$$

Cette relation a été vérifiée dans le régime sous-dopé du composé YBCO à $p = 0.11$, quand un champ de 27T est appliqué pour supprimer la supraconductivité [63].

2.4.1 Grand effet Hall thermique négatif dans la phase pseudogap

Les matériaux LSCO, EuLSCO et NdLSCO ont fait l'objet de mesures d'effet Hall thermique à proximité du point critique de la phase pseudogap⁴. La figure 2.11a présente les courbes obtenues dans NdLSCO. Pour $p > p^*$, κ_{xy} est positif et la loi de Wiedemann-Franz est satisfaite. Ceci indique que dans cette gamme de dopage, le signal de l'effet Hall thermique provient des porteurs de charge. Lorsqu'on traverse p^* , κ_{xy} adopte une valeur négative à basse température tandis que σ_{xy} préserve une valeur positive.

Dans LSCO, des mesures ont été effectuées jusqu'à très bas dopage, même dans le composé isolant La_2CuO_4 (LCO). La figure 2.11b montre que l'imposant signal négatif de κ_{xy}/T persiste, tandis que le terme électrique de la loi de Wiedemann-Franz $L_0 \sigma_{xy}$ devient négligeable. Ceci implique que le signal κ_{xy} négatif dans la phase pseudogap ne provient pas des porteurs de charge.

Le signal détecté dans LCO est le plus grand mesuré dans un isolant à ce jour [64]. Étant donné l'ampleur du signal, il est peu probable que celui-ci vienne des phonons diffusés par des spins. Un tel mécanisme résulterait en une dépendance de κ_{xx} en champ magnétique, or celle-ci s'avère faible dans les cuprates étudiés [64]. Il ne s'agit pas non plus d'un signal provenant des magnons, car le régime de température à partir duquel le signal négatif est observé ne correspond pas à celui d'ordres magnétiques statiques connus [66]. Ce grand signal négatif de l'effet Hall proviendrait donc d'excitations neutres non identifiées directement associées à la phase pseudogap. Les cristaux faisant l'objet de cette maîtrise ont été mesurés dans le cadre de cette étude en vue de vérifier l'universalité de cette nouvelle signature. Les résultats sont présentés au chapitre 9.

4. Travaux menés par Gaël Grissonnanche et Anaëlle Legros [64] [65]. Le chapitre 9 présente les mesures auxquelles j'ai participé.

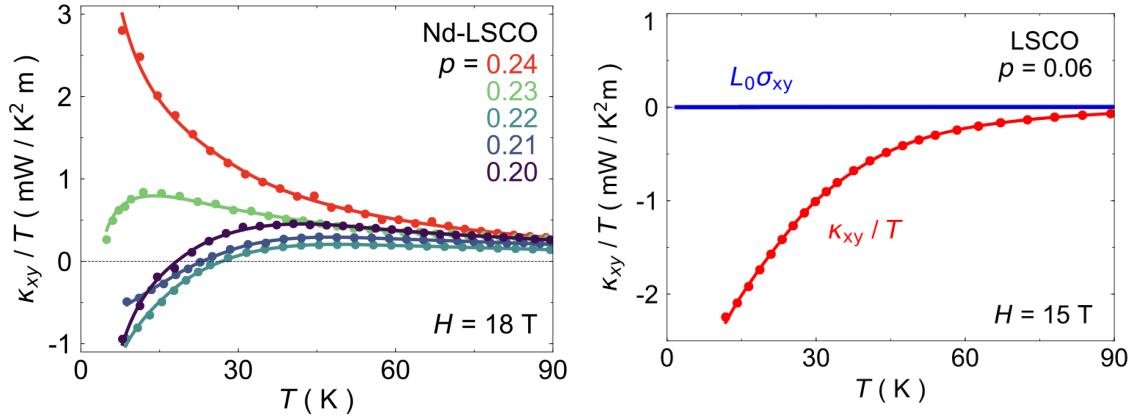


FIGURE 2.11 Conductivité thermique transverse près de p^* et à bas dopage. κ_{xy}/T en fonction de la température dans (a) NdLSCO à $p = 0.24, 0.23, 0.22, 0.21$ et 0.20 avec un champ de 18T . Au dessus de $p^* \sim 0.23$, κ_{xy}/T est positif de telle sorte que la loi de Wiedemann-Franz est respectée à $T \rightarrow 0$. À mesure que le dopage est diminué, κ_{xy}/T adopte une valeur négative qui décroît en abaissant la température. (b) κ_{xy}/T dans LSCO $p = 0.06$ à $H = 15\text{ T}$ (rouge) révélant le plus grand signal de conductivité thermique transverse mesuré dans un isolant. Dans ce même échantillon, $L_0\sigma_{xy}$ (bleu) est pratiquement nul. Figures reproduites de [64]

2.5 Effet Seebeck

Parmi les particules transportant la chaleur au sein d'un matériau, certaines sont chargées, par exemple les électrons. L'application d'un gradient de température ΔT_x dans un échantillon se conjugue donc à l'apparition d'une différence de potentiel ΔV_x . Cette réponse des particules chargées au flux de chaleur est décrite par le rapport entre le potentiel induit et le gradient de température, il s'agit de l'effet Seebeck :

$$S = \frac{\Delta V_x}{\Delta T_x} \quad (2.17)$$

L'intérêt d'étudier l'effet Seebeck repose sur son lien avec la densité d'état $N(\epsilon)$. Dans le cadre de la théorie du transport de Boltzmann, le coefficient Seebeck s'exprime par la formule de Mott [67] :

$$S = -\frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e} \left(\frac{\partial \ln \sigma(\epsilon)}{\partial \epsilon} \right)_{\epsilon_F} \quad (2.18)$$

En supposant un taux de diffusion isotrope et une surface de Fermi sphérique, nous avons que $\sigma(\epsilon) \propto \tau(\epsilon)N(\epsilon)$ si bien que :

$$S = -\frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e} \left(\frac{\partial \ln N(\epsilon)}{\partial \epsilon} + \frac{\partial \ln \tau(\epsilon)}{\partial \epsilon} \right)_{\epsilon_F} \quad (2.19)$$

Le coefficient Seebeck s'avère donc beaucoup plus sensible à la densité d'état et au taux de diffusion que la conductivité électrique qui lui est simplement proportionnelle. Ceci en fait une sonde de choix pour étudier les variations de la surface de Fermi.

Dans la limite des basses températures⁵, en simplifiant au cas d'un gaz d'électrons libres⁶ et avec un libre parcours moyen constant⁷ l'expression 2.19 se simplifie à 2.20 reliant S/T à la densité de porteurs n [68]. Comme pour l'effet Hall, cette dépendance indique que le signe de l'effet Seebeck dans un système à une bande correspond au signe des porteurs.

$$S = -\frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e} \frac{N(\epsilon_F)}{n} \left(1 + \frac{2\xi}{3} \right)_{\epsilon_F} \rightarrow \frac{S}{T} \propto \frac{N(\epsilon_F)}{n} \quad (2.20)$$

Enfin, étant donnée l'expression de la chaleur spécifique dans ces conditions 2.21 (telles que décrites en notes de bas de page 4,5,6), l'effet Seebeck à $T \rightarrow 0$ peut également être interprété comme la chaleur spécifique par porteur.

$$C_{el} = \frac{\pi^2}{3} k_B^2 T N(\epsilon_F) \rightarrow S = \frac{C_{el}}{ne} \quad (2.21)$$

Comme pour l'effet Hall, nous aborderons dans les sections suivantes trois régimes où la valeur de S/T dans la limite $T \rightarrow 0$ reflète des changements dans la surface de Fermi au sein des cuprates. Le schéma de la figure 2.12 fait la distinction entre trois régimes : hors de la phase pseudogap ($p > p^*$) où S/T est positif et petit, à l'entrée de la phase pseudogap ($p_{CDW} < p < p^*$) où S/T fait un saut devenant grand et positif, puis dans la phase CDW ($p < p_{CDW}$) où S/T est négatif.

5. Taux de diffusion donné par $\tau(\epsilon) = \tau_0 \epsilon^\xi$

6. Densité d'états donnée par $N(\epsilon_F) = \frac{3n}{2\epsilon_F}$

7. $\xi = -1/2$, une autre approximation possible est celle d'un temps de relaxation indépendant de l'énergie $\xi = 0$

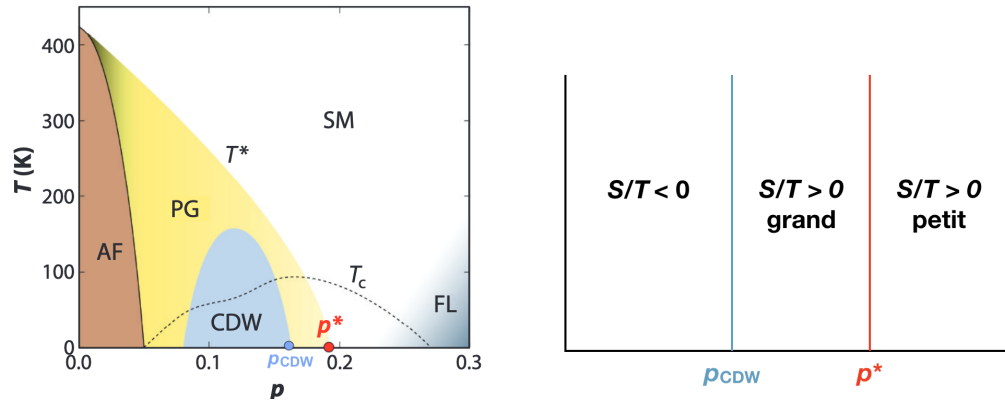


FIGURE 2.12 Trois régimes de l'effet Seebeck dans les cuprates. S/T dans la limite $T \rightarrow 0$ varie selon la position dans le diagramme de phase : S/T est positif et petit à l'extérieur de la phase pseudogap ($p > p^*$), fait un saut au passage de p^* et devient négatif dans la phase CDW ($p < p_{CDW}$).

2.5.1 Chute de la densité de porteurs

L'équation 2.20 s'avère particulièrement intéressante dans l'étude du pseudogap étant donné qu'elle fait intervenir deux quantités qui chutent au passage de p^* : la densité d'états $N(\epsilon_F)$ et la densité de porteurs n . La figure 2.13 présente la dépendance en température de S/T pour une série de dopages autour de p^* dans NdLSCO [69]. Dans la limite $T \rightarrow 0$, la valeur de S/T fait un saut à l'entrée de la phase pseudogap sous $p = 0.23$. Malgré la perte de densité d'états, la valeur de S/T suit la tendance de n , suggérant que la chute de densité de porteurs soit l'effet dominant.

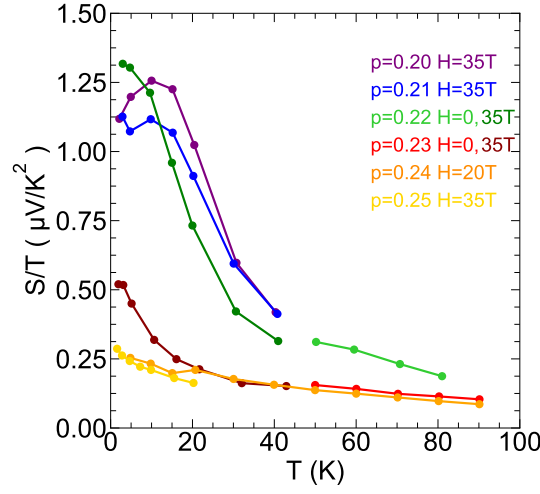


FIGURE 2.13 Signature de la chute de densité de porteurs dans S/T . Coefficient Seebeck divisé par la température en fonction de T dans NdLSCO pour 6 dopages entourant $p^* \sim 0.23$ (0.20 à 0.25) [69]. Un champ de $H = 35$ T (20T pour $p = 0.24$) est appliqué pour supprimer la supraconductivité. La valeur de $S/T(T \rightarrow 0)$ fait un saut lorsque le dopage passe sous p^* .

2.5.2 Signature de criticalité quantique

L'une des signatures de la criticalité quantique est la divergence logarithmique de la chaleur spécifique en température [33]. Similairement, et comme le suggère la relation 2.21, un tel comportement est également prédit pour l'effet Seebeck : à proximité d'un point critique $S/T \sim \log(1/T)$ [70]. C'est l'objet d'une étude portant sur NdLSCO [71] présentée à la figure 2.14. Celle-ci révéla une dépendance logarithmique en température de S/T au dopage $p = 0.24$ également observée dans EuLSCO [72]. Ces résultats suggèrent que le point critique du pseudogap p^* soit un point critique quantique. Cette conclusion est confirmée par des mesures de chaleur spécifique dans NdLSCO et EuLSCO [73]. Notons qu'il a aussi étudié que ces signatures soient associées à un point critique terminal d'une transition de premier ordre prenant fin à très basse température [48] [74].

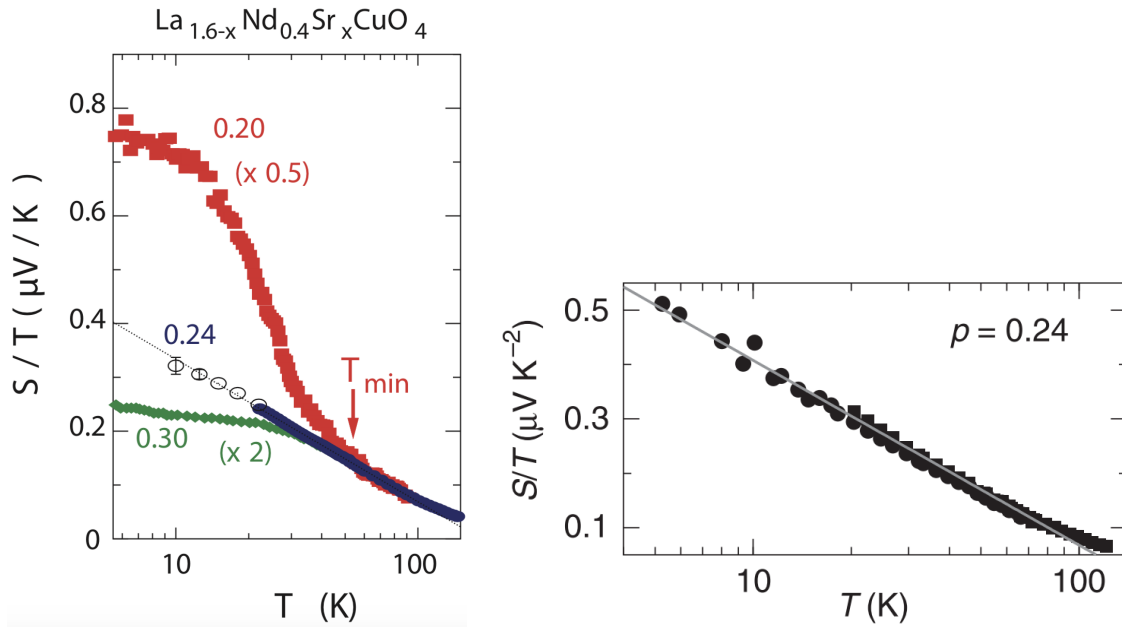


FIGURE 2.14 Dépendance logarithmique de l'effet Seebeck en température. S/T en fonction de $\log(T)$ dans (a) NdLSCO $p = 0.20, 0.24$ et 0.30 à $H = 15$ T [71] et (b) EuLSCO $p = 0.24$ à $H = 0$ T (carré) et $H = 10$ T (cercle). À $p^* \sim 0.24$, S/T diverge en $\log(1/T)$.

2.5.3 Reconstruction de la surface de Fermi

L'effet Seebeck a été employé pour délimiter les phases de type onde de densité de charges présentes dans le régime sous-dopé du diagramme de phases des composés YBCO [72] et LSCO [75]. Cet ordre CDW est à l'origine d'une reconstruction de la surface de Fermi qui se manifeste à travers un effet Hall négatif et des oscillations quantiques de basses fréquences comme nous l'avons vu à la section 2.2.2. Tel que l'indique la formule 2.20, le signe de l'effet Seebeck dans un système à une bande donne le signe des porteurs. La chute vers des valeurs négatives de l'effet Seebeck illustrée à la figure 2.15 s'ajoute ainsi aux observations expérimentales corroborant l'existence d'une surface de Fermi faite de petites pochettes de type électron dans la phase CDW.

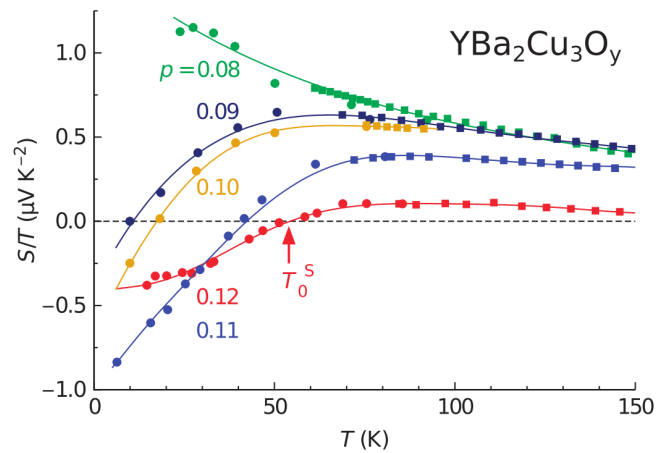


FIGURE 2.15 Changement de signe de l'effet Seebeck. S/T en fonction de la température dans YBCO $p = 0.08, 0.09, 0.10, 0.11$ et 0.12 sous un champ de 0 T(carrés) et 28 T(cercles) permettant d'atteindre l'état normal [72]. T_0 indique la température à laquelle S/T change de signe indiquant un changement dans la surface de Fermi. La chute de S/T est observée dans le régime $0.08 < p < 0.15$ dans YBCO et LSCO [75], ce qui coïncide avec l'ordre CDW vu par rayon X [76] [77].

Chapitre 3

Objectif du projet

Dans le cadre de ce projet, nous nous penchons sur les signatures en transport de la phase pseudogap. En particulier, nous souhaitons en vérifier l'universalité. De précédentes études de transport portant sur les composés YBCO, LSCO, NdLSCO et Bi2212 ont révélé les propriétés faisant l'objet du chapitre 2. Celles sur lesquelles nous nous pencherons sont :

- La chute dans la densité de porteurs à travers p^* détectable en résistivité, effet Hall, conductivité thermique et effet Seebeck
- La résistivité linéaire et l'atteinte de la limite planckienne à p^*
- La satisfaction de la loi de Wiedemann-Franz dans la phase pseudogap et à p^*
- Un signal de Hall thermique négatif dans la phase pseudogap
- La divergence à basse température de l'effet Seebeck à p^*

En vue de démontrer le caractère universel de ces signatures, nous étudions le cuprate Bi2201. La stratégie est donc de vérifier si les mêmes signatures sont observées dans des cuprates suffisamment différents les uns des autres, pour que leur seul point commun soit la présence de plans CuO_2 . Les raisons précises pour le choix du matériau Bi2201 sont exposées au chapitre 4.

Composé et Méthodes

Chapitre 4

Portrait de Bi2201

Ce chapitre a pour but de présenter le composé qui fait l'objet de ce mémoire. Nous y exposons les caractéristiques faisant de Bi2201 un bon candidat à l'étude en transport du point critique p^* . Nous soulignons aussi une particularité à tenir en compte avec précaution pour ce système, l'estimation du dopage. Enfin, nous présentons une revue de la littérature des études de transport effectuées sur ce composé.

4.1 Généralités

Le composé Bi2201 appartient à la famille de cuprates dont la formule chimique générale est $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4+x}$ (BSCCO). La variable n de cette expression correspond au nombre de plans CuO_2 par formule unité. La figure 4.1 présente la structure cristalline des BSCCO. Celle-ci est tétragonale et appartient au groupe d'espace $I4/mmm$. Pour Bi2201, les paramètres de maille sont $a = 5.4\text{\AA}$, $b = 5.4\text{\AA}$ et $c = 24.6\text{\AA}$ [43].

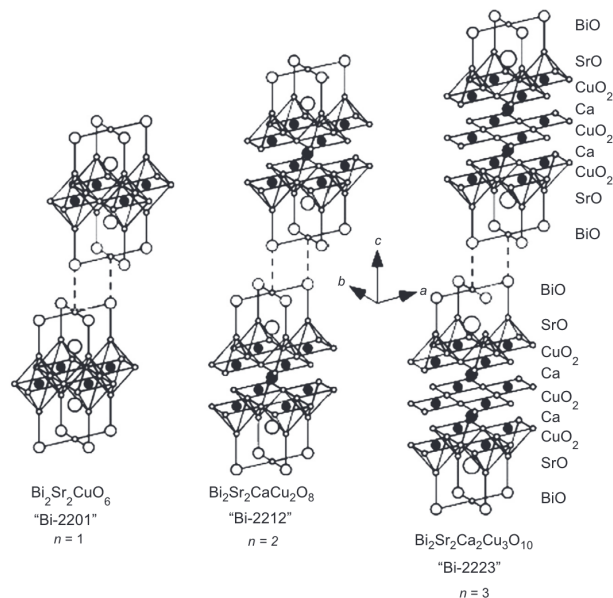


FIGURE 4.1 Structure cristalline des membres de la famille BSCCO : Bi2201, Bi2212 et Bi2223 [78].

La famille BSCCO offre l'avantage d'être facilement clivable ce qui permet d'obtenir des surfaces lisses et propres. La nature lamellaire des cristaux provient de leur structure en feuillets maintenus par des forces de van der Waals. Grâce à cette propriété, les BSCCO constituent des candidats de choix pour les sondes de surface telles que l'ARPES et la microscopie à effet tunnel (STM).

Le membre le plus couramment étudié et le premier à avoir été synthétisé est Bi2212 ($n = 2$) avec une température critique maximale d'environ 90K. Les membres avec $n > 2$ ont des températures critiques dépassant les 100K, mais sont difficiles à synthétiser. Bi2201 ($n = 1$) quant à lui possède une $T_{c,max} \sim 35K$. Cette température critique relativement basse rend possible l'étude de l'état normal à basse température grâce à l'utilisation de champs magnétiques intenses qui peuvent dépasser le champ critique H_{c2} , lui aussi relativement faible. Un second intérêt du composé Bi2201 est qu'il n'a qu'un seul plan de CuO₂ par formule unité. Il s'agit sans ambiguïté d'un système à une bande dont la surface de Fermi n'a qu'une seule feuille, ce qui simplifie l'interprétation des mesures.

4.2 Dopage

Par substitution partielle et recuit sous conditions contrôlées, il est possible d'obtenir des cristaux de Bi2201 de tout l'éventail en dopage du diagramme de phase. La figure 4.2 met en évidence certaines de ces méthodes ainsi que leur effet. Elle présente la résistivité en fonction de la température pour des échantillons de Bi2201 avec substitutions au lanthane et au plomb. Plusieurs d'entre eux ont subi des recuits sous vide, à l'oxygène et à l'air. Il en résulte des températures critiques allant de moins de 5K jusqu'à 30K, couvrant le dôme supraconducteur d'une extrémité à l'autre (UD à OD). Voyons de manière plus détaillée ces procédés de dopage et leur impact.

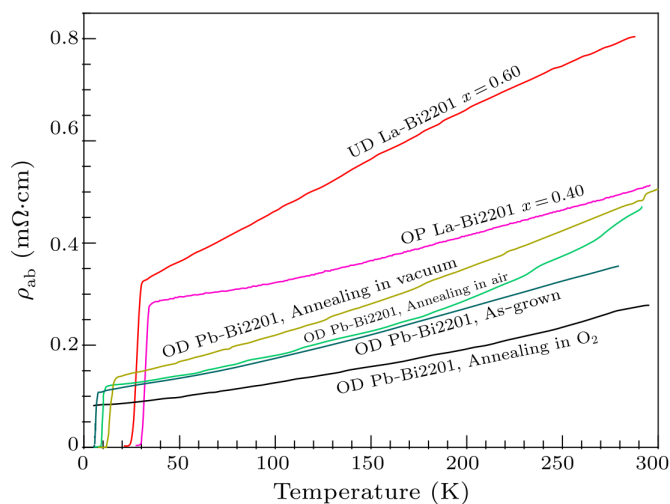


FIGURE 4.2 Illustration en résistivité des différentes méthodes de dopage. Résistivité en fonction de la température dans Bi2201 dont les différentes compositions et recuits sous conditions contrôlées font varier le dopage [79].

En l'absence de substitution, Bi2201 est sur-dopé. Il est possible d'atteindre le régime très sous-dopé par substitution, si bien que cette stratégie permet d'accéder à presque de tout l'éventail en dopage. Pour ce faire, le strontium bivalent (Sr^{2+}) est remplacé par un atome trivalent (La^{3+} ou Bi^{3+}). Lorsque le strontium est partiellement remplacé par du bismuth, la température critique maximale est de 20K. La substitution au lanthane quant à elle donne lieu aux températures critiques les plus élevées ($T_{c,\text{max}} \sim 35\text{K}$) ainsi qu'aux résistivités résiduelles les plus basses. Ceci suggère qu'il s'agit de la substitution qui engendre le moins de désordre. À la figure 4.2, nous observons que le terme résiduel en résistivité augmente significativement du régime sur-dopé (courbes vertes) vers l'optimal (rose) et le sous-dopé (rouge). Ceci révèle, entre autres, l'augmentation du niveau de désordre à mesure que

l'on pénètre dans le régime sous-dopé. Afin de compléter le régime sur-dopé, on substitue le bismuth (Bi^{3+}) par du plomb (Pb^{2+}). Cette substitution permet également d'éviter la formation d'une modulation de la structure incommensurée dans le plan BiO le long de l'axe cristallin b . Celle-ci engendre un désalignement entre les plans BiO et CuO_2 qui contamine le signal des mesures spectroscopiques.

Une fois les cristaux synthétisés, il est possible d'en changer le dopage en effectuant des recuits sous conditions contrôlées. La figure 4.3 montre l'exemple d'une couche mince de Bi2201 qui a d'abord été recuite sous oxygène pour obtenir l'état le plus sur-dopé, puis successivement recuite sous vide pour en diminuer le dopage. L'objectif est alors de modifier la composition en oxygène. Le gaz, la pression, la température et la durée déterminent le degré du dopage et si l'on sur-dope ou sous-dope. Toutefois, les paramètres et l'efficacité de cette méthode dépendent de la composition du cristal. Il est rapporté dans la littérature que Pb-Bi2201 [79] est très sensible à ce type de recuit, tandis que les cristaux de Bi2201 sont très difficiles à doper en oxygène [80].

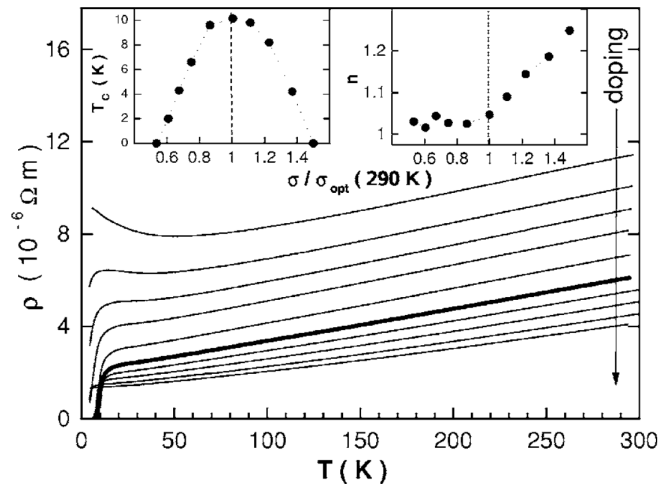


FIGURE 4.3 Résistivité en fonction de la température d'une couche mince de Bi2201 dopée à l'oxygène [81].

C'est grâce à l'ensemble de ces méthodes que nous pouvons explorer tout le diagramme de phase de Bi2201 . Cependant, la multiplicité des techniques et la possibilité de les employer indépendamment font de la détermination du dopage une question très délicate. Étant donné l'incertitude sur la teneur en oxygène et les différents dômes supraconducteurs selon les substituants, ni la composition, ni la T_c ne sont des indicateurs fiables du dopage. La convention de dopage la plus répandue pour La-Bi2201 est celle proposée par Ando *et al.* [82]. Celle-ci repose sur la similarité de la dépendance en température de l'effet Hall à

haute température entre LSCO et plusieurs cuprates à des dopages similaires. À partir de la comparaison entre La-Bi2201 et LSCO présentée à la figure 4.4a, les auteurs proposent la formule $p = 0.21 - 0.13x$ où x est la composition en lanthane. Ces valeurs de p donnent lieu à un dôme T_c vs p de la forme $T_c = T_{c,\max}[1 - 278(p - 0.16)^2]$ [83]. Cette convention confine p_{opt} à la valeur 0.16 tel qu'observé de manière générale dans les cuprates.

D'un autre côté, le théorème de Luttinger nous indique que le ratio entre la surface de Fermi (A_k) et l'aire de la première zone de Brillouin (A_{BZ}) est proportionnel à la densité de porteurs ($A_k = \frac{A_{\text{BZ}}}{2}n = \frac{A_{\text{BZ}}}{2}(1 + p)$). Les dopages obtenus en appliquant le théorème de Luttinger à la surface de Fermi observée par ARPES, sont jusqu'à deux fois plus élevés que pour les autres cuprates [42]. Ceci est illustré à la figure 4.4b où l'on voit que le dopage optimal des composé Bi2212 et LSCO se situe à $p = 0.16$, tandis qu'il approche $p = 0.3$ dans Bi2201. Dans LSCO et Bi2212, les dopages critiques de la phase pseudogap sont respectivement $p^* \simeq 0.18$ et $p^* \simeq 0.22$ [84]. Dans le cas Bi2201, à partir de la T_c associée à p^* donné par le Knight shift [15], ce diagramme de phase donne une valeur de $p^* \sim 0.4$, soit environ le double des autres composés.

Étant donné l'incertitude relative à la question du dopage, nous étiquetterons les échantillons de manière à les situer de façon approximative dans le diagramme de phase, soit avec leur T_c et la mention OD (sur-dopé), UD (sous-dopé) ou OP (dopage optimal).

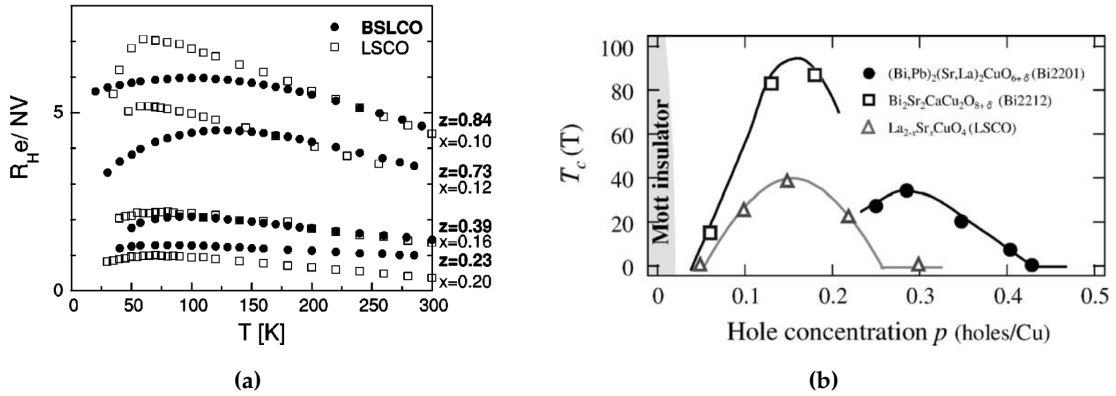


FIGURE 4.4 Méthodes pour déterminer le dopage dans La-Bi2201. (a) Comparaison de $1/n_H$ en fonction de la température avec LSCO pour lequel le dopage est connu par la composition chimique (x) [82]. La composition en lanthane dans Bi2201 est donnée par z (b) Diagramme de phases T_c vs p obtenu par mesure d'ARPES où le dopage est donné par le théorème de Luttinger ($A_k = \frac{A_{\text{BZ}}}{2}(1 + p)$) [42].

4.3 Pseudogap

La délimitation de la phase pseudogap dans Bi2201 a été étudiée par plusieurs sondes ; il s'agit d'une frontière bien connue. C'est l'une des raisons faisant de ce composé un bon candidat pour l'étude des propriétés de transport à proximité de p^* . À partir des courbes de décalage de Knight présentées à la figure 1.2b (chapitre 1), Kawasaki *et al.* [15] tracent le diagramme de phase présenté à la figure 4.5a pour La-Bi2201 en fonction de la composition en lanthane x (ou $1 - x$). Similairement au pseudogap, la supraconductivité entraîne une chute de la densité d'états au niveau de Fermi. La température critique associée à la supraconductivité peut donc également être déterminée grâce à la dépendance en température du décalage de Knight. La figure 4.5b illustre l'identification de T_c où l'application d'un champ magnétique qui supprime la supraconductivité atténue la perte de densité d'états.

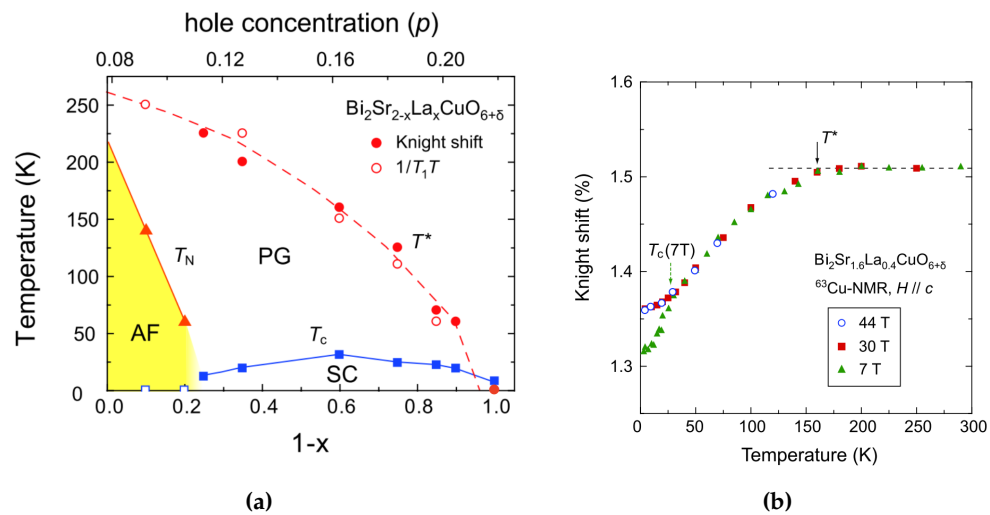


FIGURE 4.5 Diagramme de phases obtenu par mesures de RMN. (a) Températures critiques des phases antiferromagnétique (T_N), pseudogap (T^*) et supraconductrice (T_c) dans La-Bi2201 tracées en fonction de la composition en lanthane $1 - x$ (bas de figure) et du dopage estimé par la formule Ando *et al.* [82] (haut de figure). **(b)** Courbes de Knight shift pour $x = 0.4$ en fonction de la température à $H = 7, 30$ et 44 T permettant d'identifier T^* . [15].

Ces valeurs de T^* sont reprises à la figure 4.6a (carrés rouges, T_{NMR}) afin d'être comparées au T^* obtenu par ARPES (cercles verts) [85]. Les mêmes cristaux sondés par ARPES ont été mesurés en résistivité afin d'obtenir une autre mesure de T^* (carrés oranges, T_ρ). Tel que souligné à la section 2.1.2, en résistivité, l'ouverture du pseudogap est marquée par la déviation du comportement linéaire à haute température. Ceci est illustré par les flèches de la figure 4.6b. Les frontières de la phase pseudogap données par les trois méthodes coïn-

cident relativement bien. On observe que la mesure d'ARPES donne des valeurs légèrement supérieures à celle de RMN, $T^* > T_{\text{NMR}}$. De plus, notons que la définition de T_ρ devient ambiguë à fort dopage (voir *inset* de fig. 4.6b)

À partir de l'étude de RMN, nous pouvons déduire un intervalle en T_c auquel peut appartenir p^* . La limite inférieure est établie par le dopage le plus élevé étudié (voir figure 4.5a) qui se trouve à l'extérieur de la phase pseudogap, soit $T_c \sim 8$ K. Soulignons que ce cristal ne contient pas de lanthane. La limite supérieure avec une $T_c \sim 19$ K est elle obtenue dans un cristal avec $x = 0.1$ de lanthane.

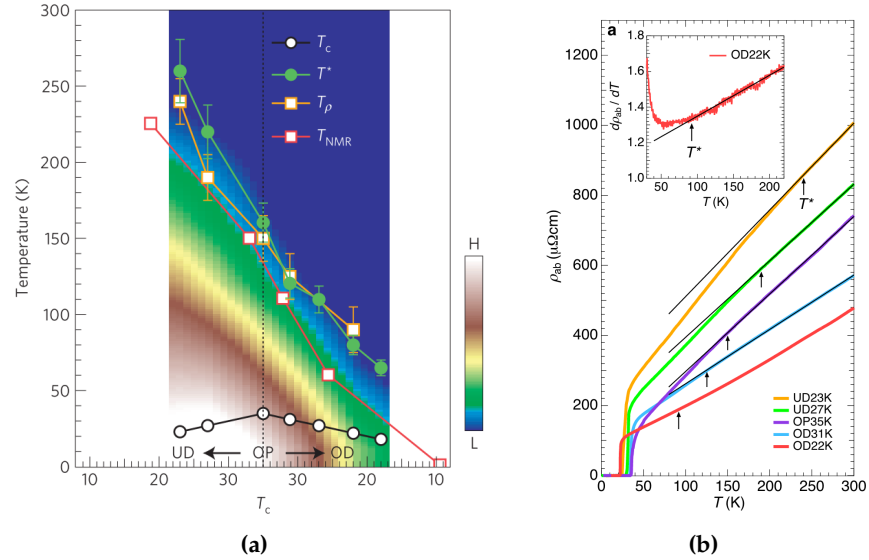


FIGURE 4.6 Comparaison de T^* obtenu par ARPES, RMN et résistivité [85]. (a) Accord approximatif entre les T^* en fonction de T_c donnés par les trois sondes. (b) Résistivité en fonction de la température dans Bi2201 UD23K, UD27K, OP35K, OD31K et OD22K. La déviation du comportement à haute température indiquée par une flèche correspond à la température T^* marquant l'ouverture du pseudogap. Notons que cette définition de T^* devient ambiguë pour les composés très dopés OD31K et OD22K.

4.4 En transport

4.4.1 Résistivité

Dans la section 4.2, nous avons vu que selon la manière de doper BSCO, le dôme supraconducteur du composé peut prendre différentes formes. Pour mettre cela en évidence, à la figure 4.7, nous présentons des courbes de résistivité en fonction de la température dans La-Bi2201 et Bi-Bi2201. Sous chaque figure se trouve un tableau détaillant la stoechiométrie, les T_c et le dopage estimé par la règle de Ando *et al.* [82].

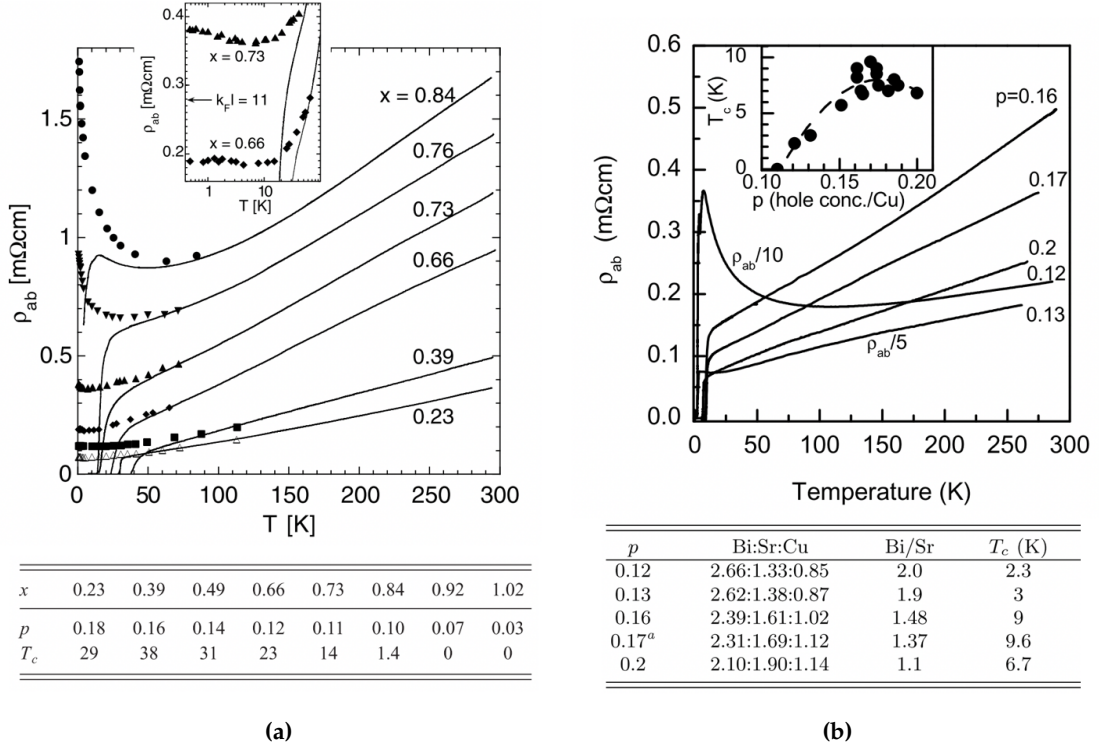


FIGURE 4.7 Résistivité en fonction de la température selon la composition de Bi2201. Comparaison entre (a) La-Bi2201 à $H = 0$ et 60 T [86] et (b) Bi-Bi2201 sans champ magnétique [80]. À même dopage, les T_c dans La-Bi2201 sont plus élevées que dans Bi-Bi2201 et les termes résiduels plus faibles.

La $T_{c,max}$ dans le système La-Bi2201 (38K) est près de 4 fois plus grande que dans Bi-Bi2201 (9.6K). Le régime très sous-dopé prend fin de manière plus abrupte à $p = 0.1$ dans Bi-Bi2201 en comparaison à La-Bi2201 où il s'étend à $p = 0.03$. Notons également qu'à valeur égale de p , les termes résiduels dans Bi-Bi2201 sont plus élevés que dans La-Bi2201. Dans les deux cas, la partie plus sur-dopée du diagramme de phase reste inexplorée. Soulignons

d'ailleurs qu'aucune étude de l'état normal à basse température ne porte sur la région très sur-dopée où nous pourrions observer les signatures de p^* .

En plus de La-Bi2201 et Bi-Bi2201, nous pourrions faire des comparaisons similaires avec les systèmes La-(Pb,Bi)2201 et Bi2201 dopé en oxygène respectivement présentés aux figures 4.6b et 4.3. En somme, tous ces systèmes se distinguent principalement par leur $T_{c,max}$ et leur niveau de désordre (ρ_0). Il est toutefois possible d'en extraire des comportements récurrents :

- La résistivité à l'ambiante croit de façon monotone en diminuant le dopage
- La résistivité est linéaire dans le régime haute température près du dopage optimal
- Il y a une légère courbure positive de $\rho(T)$ à haute température dans la région sur-dopée
- Une remontée à basse température est visible dans l'état normal à champ nul à très bas dopage

Tel que mentionné dans la section 2.1, le composé Bi2201 a été étudié dans le contexte du "crossover métal-isolant". Il s'avère qu'en contraste avec LSCO (et PCCO [31]), les remontées drastiques à basse température ne sont observées que dans le régime sous-dopé, ce qui dissocie le phénomène de la valeur de dopage p_{opt} . Dans Bi2201, c'est à proximité de $p = 1/8 = 0.125$ que se manifeste l'apparente dépendance en $\log(1/T)$ de la résistivité. Bien que la dépendance $\log(1/T)$ s'étende de 0.3K à 30K dans Bi-Bi2201 [80] et La-Bi2201 [86], les données en champ intense montrent que ρ sature à très basse température.

Pour conclure cette section, soulignons les mesures de Martin *et al.* [32] présentées à la figure 4.8. L'étude de deux cristaux sur-dopés¹ de $T_c = 6.5$ et 8.5 K avec des résistivités résiduelles de 70 et $100 \mu\Omega cm$ révèlent une résistivité linéaire en température qui s'étend de T_c à $300K$. Les pentes A_1 sont respectivement 0.74 et $1.06 \mu\Omega cm$. La moyenne de ces deux valeurs ($0.9 \pm 0.2 \mu\Omega cm/K$) lorsque considérée par plan CuO_2 conduit à la valeur $A_1^\square = 8 \pm 2 \Omega/K$, soit la limite planckienne calculée à la section 2.1.1.

1. Ces cristaux sont sur-dopés étant donné la substitution de strontium par le bismuth, $Bi_{2+y}Sr_{2-y}CuO_{6\pm\delta}$

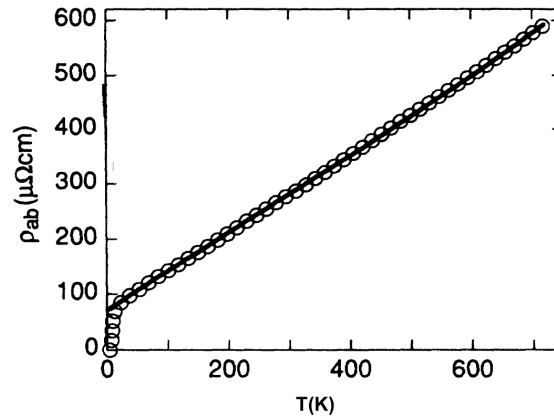


FIGURE 4.8 Résistivité linéaire en température dans Bi-Bi2201. Résistivité en fonction de la température dans Bi-Bi2201 sur-dopé $T_c = 6.5$ K montrant une dépendance linéaire jusqu'à ~ 300 K [32].

4.4.2 Effet Hall

Les mesures du coefficient de Hall présentées à la figure 4.9a ont été l'objet de l'étude comparant l'évolution du nombre de Hall en température² de La-Bi2201 avec d'autres cuprates pour en déterminer le dopage [82]. La figure 4.9b montre une autre étude basée sur une couche mince de Bi-Bi2201 successivement recuite sous vide mentionnée dans la section 4.2. Si les courbes de résistivité de ces deux systèmes (figures 4.7a et 4.3) sont du même ordre de grandeur, celles de R_H sont quant à elles jusqu'à deux fois plus grandes dans La-Bi2201. Bien que nous ne puissions interpréter simplement les valeurs de coefficient de Hall à haute température, soulignons cette importante variabilité présente dans la littérature.

2. Figure 4.4a de la section 4.2

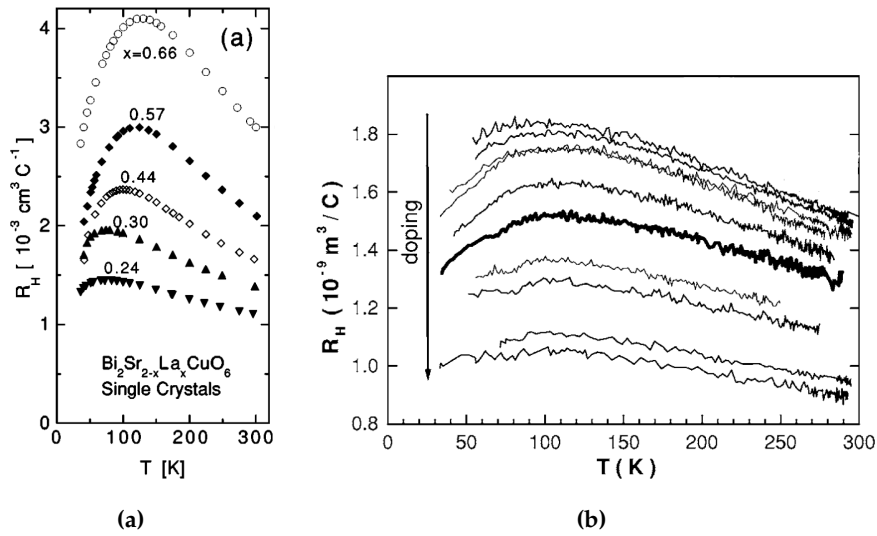


FIGURE 4.9 Coefficient de Hall en fonction de la température dans Bi2201 selon la composition. R_H versus T dans (a) $\text{La}_x\text{-Bi2201}$ ($x=0.24, 0.30, 0.44, 0.57, 0.66$) [87] et (b) dans une couche mince de Bi2201 dopée en l'oxygène [81]. Autant l'évolution en température que les valeurs R_H diffèrent d'un système à l'autre.

Une étude effectuée à champ magnétique intense (55T) est présentée à la figure 4.10 [88]. Une anomalie du nombre de Hall à basse température est détectée au dopage optimal. Les auteurs l'interprètent comme un changement abrupt de la surface de Fermi résultant d'une transition de phase quantique. Notons que l'intervalle de dopage sondé dans cette étude est de sous-dopé à optimal, si bien que l'état normal de la région entourant p^* ³ reste encore inexploré. Il s'agit donc d'un phénomène différent de la chute du nombre de Hall à p^* présenté à la figure 2.7b dans YBCO et Nd-LSCO.

3. L'échelle en dopage de cette figure est tirée de [82] où $p^* > 0.2$

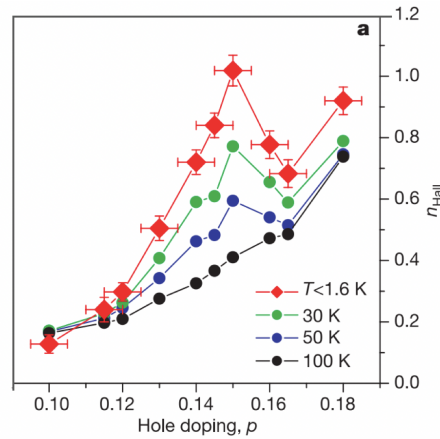


FIGURE 4.10 Évolution du nombre de Hall en dopage dans La-Bi2201. Mesures de n_{H} en fonction du dopage ($p = 0.10$ à 0.18) à $T = 100, 50, 30$ et ~ 1.6 K sous un champ de 55 T [88].

4.4.3 Conductivité thermique

Ando *et al.* [89] se sont penchés sur l'étude de la conductivité thermique de la région sous-dopée à optimale de La-Bi2201. La composition en lanthane, les T_c et le dopage déduit à partir de la règle de Ando *et al.* [82] sont résumés dans le tableau de la figure 4.7a. La dépendance en température de κ/T et les termes résiduels extrapolés à partir de l'hypothèse d'un régime balistique⁴ sont présentés à la figure 4.11. Le premier résultat de cette étude est une chute de κ_0/T au dopage $p = 1/8 = 0.125$. Ando *et al.* suggèrent que cette chute témoigne du "crossover métal-isolant" dont une transition de phase quantique serait l'origine.

4. $\kappa_{\text{ph}} \propto T^3$, pas de diffusion électron-phonon

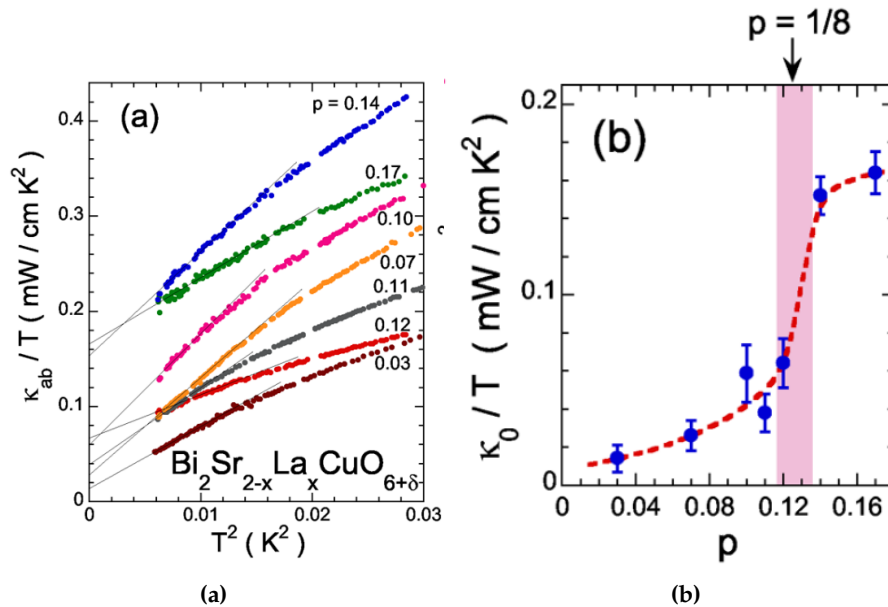


FIGURE 4.11 Anomalie à $p = 1/8$ en conductivité thermique dans La-Bi2201. (a) κ/T en fonction de T^2 dans La-Bi2201 de $p = 0.03$ à 0.17 (b) Terme résiduel électronique κ_0/T extrait d'une extrapolation à $T \rightarrow 0$ en fonction du dopage. À $p = 1/8$, κ_0/T fait un saut [89].

Dans un second temps, les auteurs s'intéressent à la dépendance en champ magnétique de κ à basse température. Celle-ci est présentée à la figure 4.12a. Lorsque $p > 1/8$, tel qu'attendu d'un supraconducteur dans la limite sale, κ augmente avec le champ puis sature à l'approche de H_{c2} . Toutefois, pour $p < 1/8$, κ diminue avec le champ magnétique. Les deux résultats illustrés par cette étude s'apparentent au cas de LSCO présenté à la figure 4.12b [90]. Dans LSCO, la diminution de la conductivité thermique en champ est expliquée par la présence d'une onde de densité de spin⁵ [91]. Celle-ci est induite par le champ magnétique et agit comme source additionnelle de diffusion pour le transport de chaleur (chute de κ_0/T) et de charges (remontée plus prononcée de ρ à basse T). Ando *et al.* suggèrent dans le contexte du "crossover métal-isolant" que les quasi-particules sont localisées par la coexistence d'une onde de densité de spins induite par le champ magnétique.

5. Présentation APS2018 Patrick Bourgeois-Hope, publication à venir.

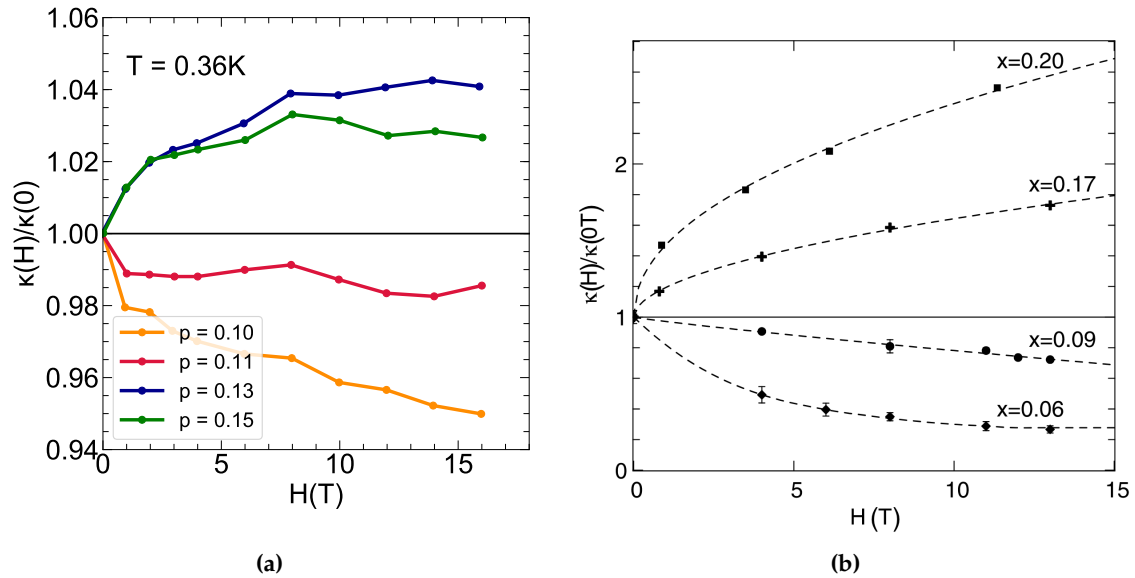


FIGURE 4.12 Comparaison de l'évolution de κ en champ magnétique dans Bi2201 et LSCO. $\kappa(H)/\kappa(0T)$ en fonction de H dans (a) La-Bi2201 à $T = 0.36 K$ [89] et (b) LSCO à $T \rightarrow 0 K$ [90]. La conductivité thermique diminue avec le champ magnétique dans les deux composés sous $p = 0.13$ et $x = 0.09$ respectivement.

Deux études [92] [93] portant sur Bi-Bi2201 sans lanthane présentent une évolution similaire de $\kappa(H)$ en fonction du dopage que celle présentée à la figure 4.12a [89] : $\kappa(H)$ décroît dans le régime sous-dopé, est constant au dopage optimal et croît lorsque sur-dopé. Ce comportement similaire à LSCO est donc présent dans le composé avec et sans lanthane. Précisons toutefois que les données présentées à la figure 4.12a sont à $T = 0.36 K$, température à laquelle il faut considérer la contribution des phonons. Or, ceux-ci sont diffusés par les électrons, ce qui a pour effet de diminuer la pente de κ/T en fonction du champ magnétique.

À partir de mesures de conductivité thermique et de résistivité ($T_{\min} \sim 0.3 K$ à $H = 25 T$) effectuées sur les mêmes cristaux, les auteurs étudiant Bi-Bi2201 testent la loi de Wiedemann-Franz (WF) [93]. La figure 4.13a montre le rapport entre κ_0/T et σ_0 (L) divisé par le nombre de Lorenz (L_0) qui égale 1 si la loi est vérifiée. L'échantillon sur-dopé satisfait la relation, mais à mesure que le dopage diminue, les données s'écartent de la valeur prédite. Les auteurs affirment avoir une précision expérimentale suffisante pour confirmer qu'il s'agisse d'une violation de la loi de WF. Soulignons tout de même que la déviation du résultat attendu est corrélée avec une diminution du Rapport de Résistivité Résiduelle (RRR) présenté à la figure 4.13b indiquant une augmentation du niveau de désordre des échantillons.

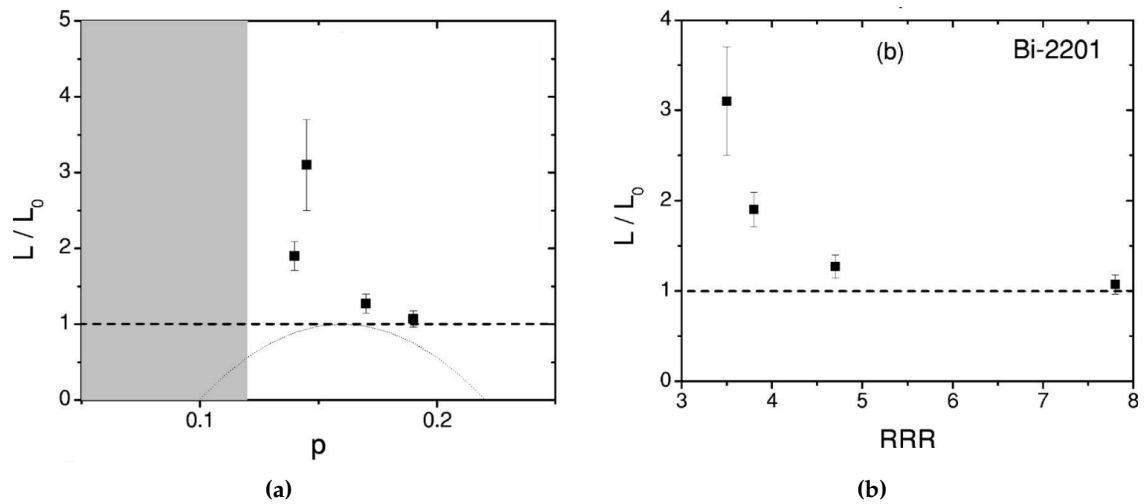


FIGURE 4.13 Test de la loi de Wiedemann-Franz dans Bi-Bi2201. (a) Rapport L/L_0 où $L = (\kappa_0/T)/\sigma_0$ et L_0 le nombre de Lorenz en fonction de p dans la limite $T \rightarrow 0$ sous un champ de $H = 25$ T. Les mesures à bas dopage indiquent une violation de la loi de Wiedemann-Franz qui est corrélée à (b) une diminution du RRR, indice du niveau de désordre. [93].

4.4.4 Seebeck

Dans le composé Bi2201, l'effet Seebeck a principalement été étudié dans le cadre de la règle Obertelli-Cooper-Tallon (OCT) [94]. Celle-ci suggère que la valeur de l'effet Seebeck à température ambiante (S_{290K}) permet de déduire le dopage dans les cuprates. Cette règle empirique repose sur l'universalité du dôme $T_c/T_{c,max}$ vs p et de la courbe $T_c/T_{c,max}$ vs S_{290K} . Les auteurs proposent cette relation suite à l'observation que les composés YBCO, Tl2201, Tl1212 et Bi2212 adoptent la même relation $T_c/T_{c,max}$ vs S_{290K} .

Toutefois, comme pour LSCO [79], cette règle n'est pas valide dans Bi2201 [95]. La figure 4.14b trace les valeurs à $T = 290K$ des courbes d'effet Seebeck de la figure 4.14a. On y voit que tant les cristaux (points fermés) et couches minces (points ouverts) de Bi2201 oxygéné que les cristaux de La-Bi2201 (ligne pointillée) [82] ne suivent pas la tendance décrite par OCT. Cette déviation du dôme "universel" $T_c/T_{c,max}$ vs S_{290K} est également rapportée par Choi *et al.* [96]. D'autre part, rappelons que les valeurs de dopage p obtenues par la règle de Luttinger sont beaucoup plus grandes dans Bi2201 que pour les autres cuprates [42] [97]. L'universalité du dôme $T_c/T_{c,max}$ vs p est donc également compromise dans le composé Bi2201.

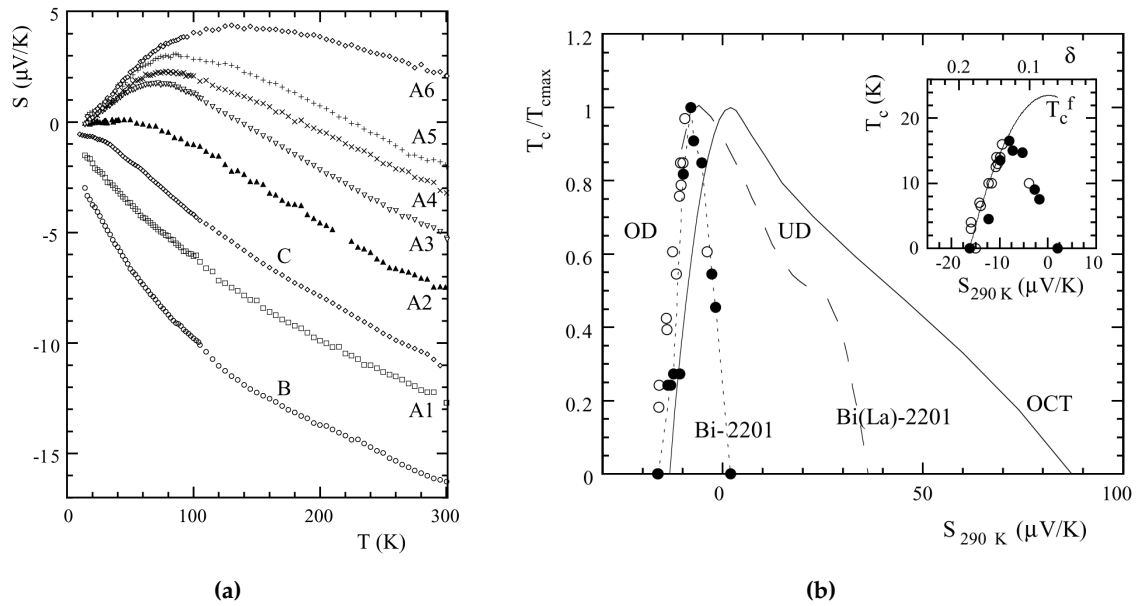


FIGURE 4.14 Effet Seebeck et règle OCT dans Bi2201. (a) Effet Seebeck en fonction de la température dans des couches minces du régime sur-dopé (B) au sous-dopé (A6). **(b)** Comparaison de la règle OCT aux courbes $T_c/T_{c,\text{max}}$ vs $S_{290\text{K}}$ de cristaux (points fermés) et couches minces (points ouverts) dopés en oxygène ainsi que de cristaux de La-Bi2201 (lignes pointillées) [95]. Dans aucun de ces systèmes il n’y a accord avec la règle OCT.

Hormis ce désaccord avec la règle OCT, la dépendance en température du coefficient Seebeck dans Bi2201 reproduit certaines tendances générales observées dans d’autres cuprates⁶. En particulier, la figure 4.14a met en évidence les tendances suivantes :

- $S(T)$ décroît de façon monotone en fonction du dopage, à toutes températures. $S(T)$ passe ainsi d’une valeur positive dans le régime sous-dopé à négative lorsque très sur-dopé.
- Dans le régime sur-dopé, $S(T)$ décroît avec la température.
- Dans les régimes sous-dopé et optimal, $S(T)$ augmente d’abord avec la température jusqu’à une valeur maximale (Pic à T_{max}), puis décroît.
- À mesure que le dopage diminue, T_{max} augmente et le pic s’élargit.

En figure 4.15, nous reprenons les données de la couche mince Bi2201 de 4.14a du régime sur-dopé à optimal et les comparons avec les autres données publiées.

6. YBCO237 [98], Bi2212 [99], TI-1201 [100], TI-2201 [94]

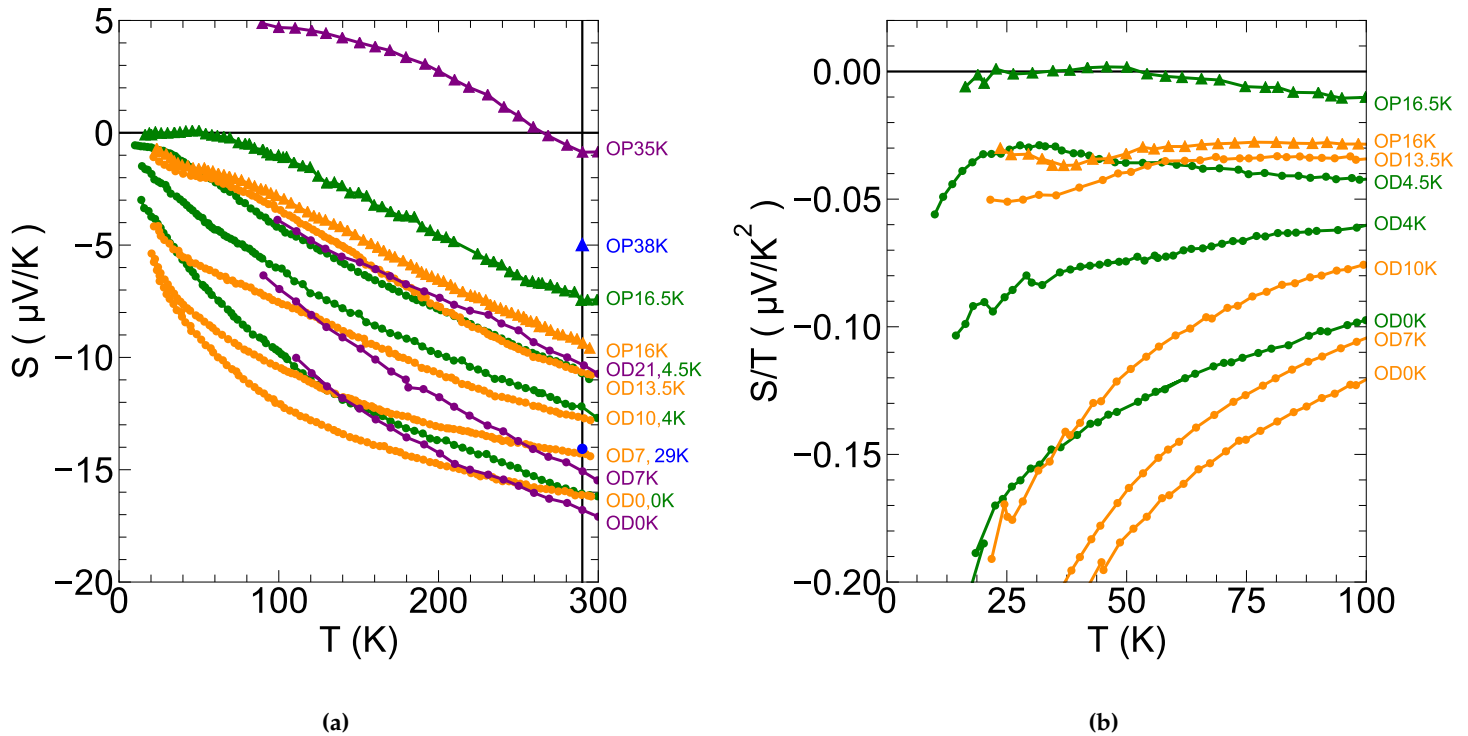


FIGURE 4.15 Comparaison de l'effet Seebeck en fonction de la température dans différents systèmes Bi2201 : Couche mince dopée à l'oxygène par recuit [95] (vert), cristaux Bi2201 dopés à l'oxygène par recuit [101] (orange), cristaux La-(Pb,Bi)2201 [102] (mauve), cristaux La-Bi2201 [82] (points bleus à 290K).

Bien que ces données soient globalement similaires (amplitude, comportement en dopage et température), notons qu'aucune ne reproduit fidèlement la même dépendance en température. En particulier, $S(T)$ au dopage optimal (triangles) varie d'une étude à l'autre passant à $T = 290$ K de $-10\mu\text{V/K}$ à $-1\mu\text{V/K}$. Tel que décrit dans la description de figure, ces échantillons présentent des caractéristiques distinctes. Celles-ci pourraient être à l'origine de ces variations. Dans le cadre de cette étude sur la phase pseudogap, nous nous intéressons à l'état normal à basse température. Les études publiées à ce jour ne présentent pas de données d'effet Seebeck en champ magnétique intense.

Chapitre 5

Méthodes expérimentales

5.1 Échantillons

Les échantillons faisant l'objet de cette étude proviennent d'une collaboration avec le Pr. Shimpei Ono du *Central Research Institute of Electric Power Industry* à Tokyo. Deux dopages du régime sur-dopé ont été sondés : $\text{Bi}_{2.05}\text{Sr}_{1.95}\text{CuO}_{6+\delta}$ et $\text{La}_{0.2}\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.8}\text{CuO}_{6+\delta}$. Pour chacun des dopages, deux cristaux ont été caractérisés révélant les mêmes propriétés en aimantation, résistivité et effet Hall. Les températures critiques des deux dopages sont respectivement 10K et 18K, ils sont donc étiquetés OD10K et OD18K.

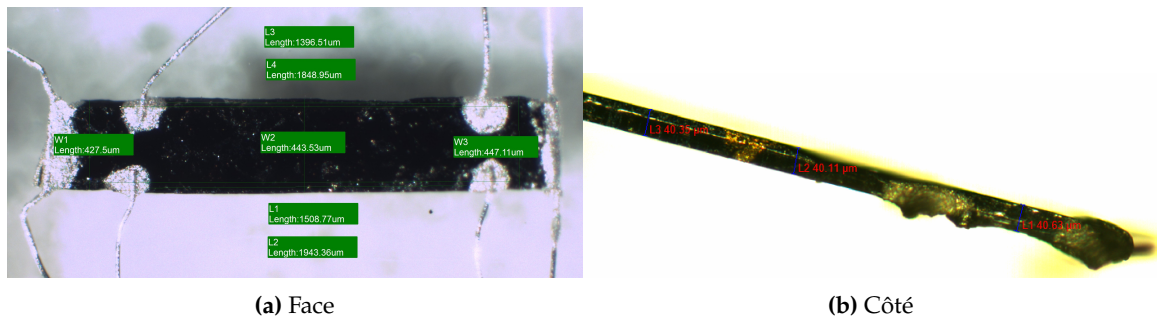


FIGURE 5.1 Échantillon OD10K de composition $\text{Bi}_{2.05}\text{Sr}_{1.95}\text{CuO}_{6+\delta}$

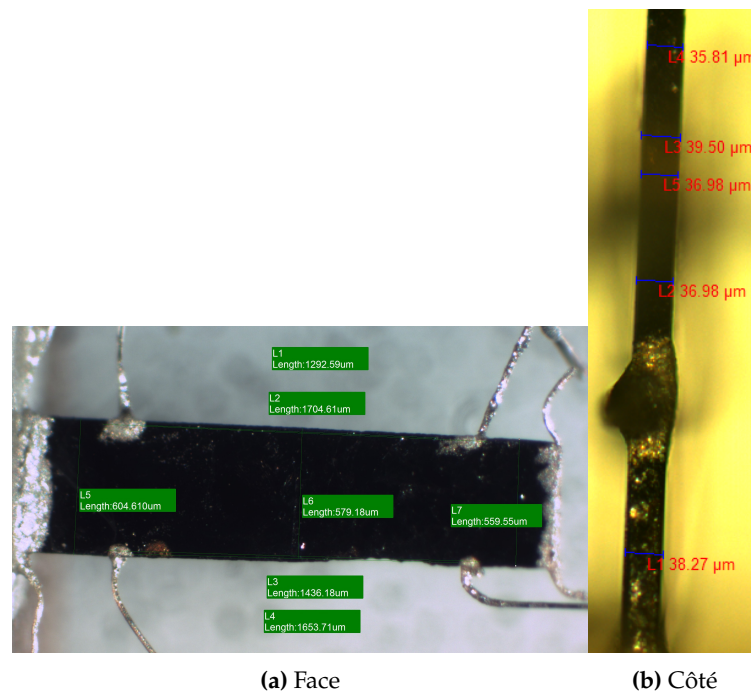


FIGURE 5.2 Échantillon OD18K de composition $\text{La}_{0.2}\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.8}\text{CuO}_{6+\delta}$

5.2 Contacts

Compte tenu de la tendance des cristaux de Bi2201 à former des feuillets et à s'émietter, la préparation de contacts électriques représente l'un des principaux défis de ce projet. Diverses méthodes ont été testées en vue d'obtenir la recette ayant permis les principaux résultats de cette étude. De précédents ouvrages préconisent des contacts à base d'or [82]. La peinture d'or que nous avons essayée forme un mélange hétérogène de solvant et de particules d'or en suspension. Elle n'était donc pas adaptée à l'application sur des échantillons. Comme seconde option, nous avons fabriqué des masques¹ pour procéder par dépôts d'or. La figure 5.3 présente un échantillon avec dépôts d'or. Les fils sont posés sur les dépôts à l'aide de peinture d'argent Dupont 4929. Cette méthode donne des résistances de contact de l'ordre de 10 Ω . Toutefois, les dépôts d'or n'adhèrent pas bien au cristal. La tenue mécanique est très faible si bien que les contacts se détachent avec la peinture d'argent lors des manipulations. Les résultats obtenus sont donc très peu reproductibles et les valeurs de résistivité suggèrent une très grande surestimation du facteur géométrique. Ceci peut être expliqué par un

1. Méthode décrite dans le rapport de stage *Fabrication de contacts électriques d'or sur le cuprate supraconducteur $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2(\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z)_3\text{O}_y$* d'Alexandre Choquette, mai 2016

courant qui ne circule que dans quelques feuillets plutôt qu'à travers toute l'épaisseur de l'échantillon, un scénario cohérent avec le manque d'adhérence des dépôts d'or.

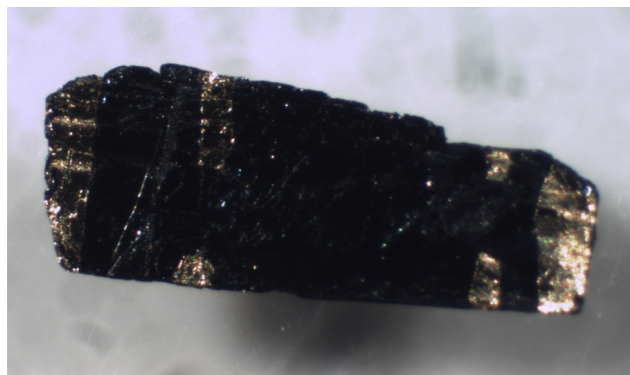


FIGURE 5.3 Échantillon avec contacts en dépôts d'or

Nous sommes alors passés à des contacts à base d'argent, malgré le risque de dégradation rapporté dans la littérature [103]. L'application de peinture d'argent Dupont 4929 directement sur l'échantillon donne des résistances de contacts de l'ordre de $100\ \Omega$, ce qui est trop résistif pour les mesures électriques. C'est avec l'époxy d'argent Epo-Tek H20E® que nous avons réussi à obtenir des contacts de $< 5\ \Omega$. Le protocole d'élaboration est le suivant :

1) Préparation du cristal

Lorsque l'épaisseur de l'échantillon le permet, nous le clivons afin de travailler avec une surface fraîche. Pour ce faire, nous collons l'échantillon au vernis GE sur une lamelle de verre. Nous plaçons ensuite délicatement un morceau de ruban adhésif sur l'échantillon et le retirons d'un coup sec afin d'enlever une fine couche du cristal. À noter que les surfaces sont rarement uniformes donc la procédure peut avoir à être répétée pour obtenir la surface la plus lisse possible. Pour finir cette étape, nous détachons l'échantillon et le nettoyons à l'aide d'éthanol.

2) Application des contacts et des fils

Dans un premier temps, il faut nettoyer des fils d'argent de $25\ \mu\text{m}$ et préparer l'Epo-Tek H20E® tel que prescrit. Nous appliquons ensuite l'époxy et posons les fils selon la configuration présentée à la figure 5.1a. La configuration à 6 contacts offre la possibilité de mesurer simultanément de chaque côté ou à chaque extrémité pour les mesures transverses. Cette précaution permet de valider que le courant circule uniformément à travers l'échantillon. Sur une plaque chauffante à $150\ \text{C}^\circ$, nous laissons solidifier les contacts 5 minutes. À noter, nous avons observé que les contacts sont beaucoup plus solides lorsque les fils sont posés à cette étape plutôt qu'après le recuit. Il est plus aisé de commencer avec les contacts de

courants situés aux extrémités longitudinales, qui seront les plus solides et permettront ensuite de manipuler le cristal sans le toucher. Également, nous nous assurons que les six contacts recouvrent bien toute la tranche de l'échantillon (le long l'axe c) ainsi que les deux faces de l'échantillon.

3) Recuit

En premier lieu, nous préparons une tige (qui résistera à haute température) permettant d'insérer le creuset au centre du four (~ 50 cm) lorsque celui-ci est en fonction, donc fermé. Après cela, nous préchauffons le four à 400 C° . Lorsque la température est atteinte, nous plaçons le creuset au centre du tube de verre, puis nous attendons 10 minutes. Nous sortons ensuite le creuset rapidement afin de *quencher* les échantillons. À noter : contrairement au composé Bi2212 pour lequel ce recuit ramène la T_c à la valeur optimale, aucun des recuits de contacts effectué sur Bi2201 n'en a affecté la température critique.

Nous avons essayé plusieurs variations à ce protocole sans améliorations notables : élever la température jusqu'à 500 C° , étendre la durée de recuit jusqu'à 1 heure et diminuer progressivement la température plutôt que *quencher*. Si cette méthode permet d'effectuer des mesures reproductibles, elle s'est toutefois avérée inefficace sur certains cristaux.

5.3 Mesures électriques

Les mesures de transport électrique consistent en l'étude du voltage induit par l'application d'un courant le long d'un échantillon. La résistivité en est déduite par la loi d'Ohm. Tel qu'illustré à la figure 5.4a, c'est une configuration à 4 points qui est employée. Ceci permet d'éliminer la contribution des fils de mesure comportant une résistance intrinsèque et étant sujets aux gradients de température entre les instruments de mesure (température ambiante) et l'échantillon. Cette méthode est donc toute indiquée pour des matériaux ayant une faible résistivité. Elle permet d'extraire la chute de tension ΔV et le courant I appliqué à l'échantillon avec un haut degré de précision en vue d'utiliser la loi d'Ohm donnant la résistance R . Pour la résistivité, nous mesurons le voltage longitudinale R_{xx} (même direction que le courant), tandis que pour l'effet Hall², nous prenons le voltage transverse R_{xy} . La mesure peut être faite grâce à l'option résistivité d'un PPMS³ ou encore dans un cryostat. Dans ce dernier cas, le courant est produit par une source de courant *Keithley 6221* et le voltage mesuré par un amplificateur à détection synchrone (*lock-in*). En vue d'isoler électriquement l'échantillon, ce dernier est collé sur un saphir à l'aide de vernis GE (figure 5.4b). Le saphir

2. Coefficient de Hall : $R_H = \frac{\rho_{xy}}{B} = \frac{R_{xy}}{B} t$

3. Physical Property Measurement System® de Quantum Design

est ensuite posé sur le montage. Par mesure préventive afin de préserver les contacts et les échantillons, nous avons appliqué un courant de 1mA.

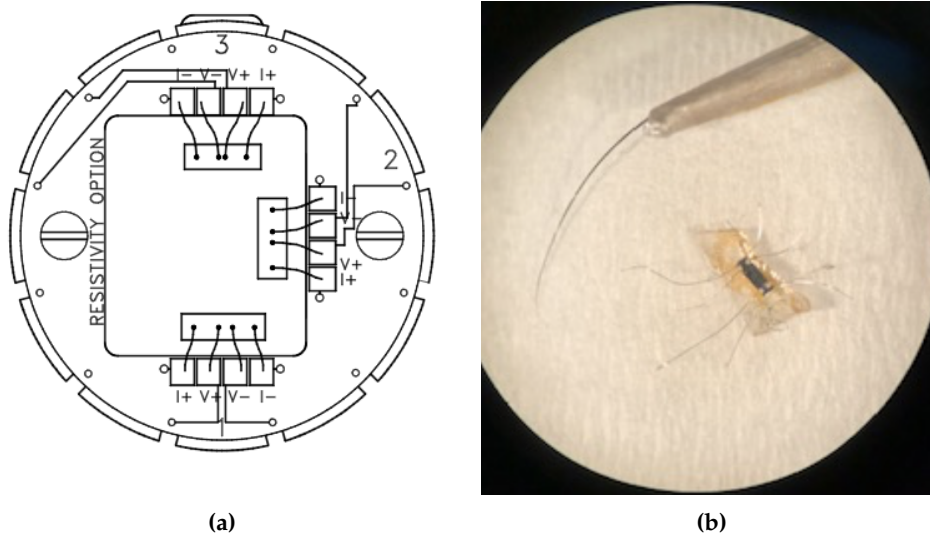


FIGURE 5.4 Montage d'une mesure de résistivité. (a) Schéma d'une *puck* mesurant la résistivité avec une configuration à 4 points au PPMS. **(b)** Échantillon avec contacts collé au verni GE sur un saphir.

5.4 Mesures thermiques

Les mesures de transport thermique visent à déterminer le gradient de température induit dans un échantillon par l'application d'un courant de chaleur. La conductivité thermique offre l'avantage de moyenner les contributions de tout le volume de l'échantillon, si bien que les propriétés qui en sont extraites témoignent du caractère dominant du cristal. Contrairement aux mesures électriques, la conductivité des phonons (qui est beaucoup plus isotrope que la conductivité des électrons) garantit l'uniformité du courant de chaleur dans l'échantillon. Il n'y a donc pas de contamination de type *c* en conductivité thermique.

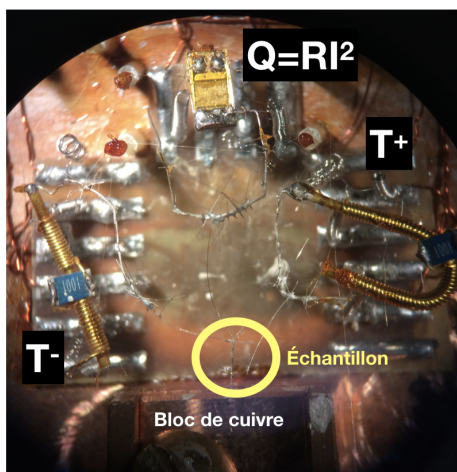


FIGURE 5.5 Montage de conductivité thermique

La figure 5.5 montre un montage de conductivité thermique pour mesures en réfrigérateur à dilution pouvant atteindre 50mK. L'échantillon est collé à la peinture d'argent sur un bloc de cuivre constituant une masse thermique permettant de drainer la chaleur. À l'autre extrémité de l'échantillon est connectée la source de chaleur, une résistance à laquelle on applique un courant. Cette résistance a la particularité de ne varier ni en température, ni en champ magnétique. La puissance de chaleur est déduite par $\dot{Q} = RI^2$. Le gradient de chaleur est mesuré par deux thermomètres aux points chaud et froid de l'échantillon. Ces thermomètres sont en fait des résistances sensibles à basse température qu'il faut calibrer (oxyde de ruthénium RuO_2). Pour ce faire, un thermomètre de référence (Germanium) est posé sur la chambre de mélange, l'endroit le plus stable en température où l'on situera également la "zone compensée" du cryostat où le champ magnétique est toujours nul. En l'absence de courant de chaleur, on suppose la température de ce point de référence et des deux thermomètres être la même. Nous déduisons alors une fonction polynomiale entre les logarithmes des résistances mesurées aux points de l'échantillon et de la température donnée par la Germanium. Les principaux enjeux de ce type de mesures sont les fuites thermiques, car elles entraînent une mauvaise estimation des valeurs de \dot{Q} et ΔT . Autrement dit, toute la chaleur transmise à l'échantillon doit être évacuée dans le bain thermique d'où la nécessité d'un bon ancrage thermique entre l'échantillon et le bloc de cuivre. On utilise de très longs fils résistifs pour mesurer les thermomètres et le chauffage. Ceux-ci créent des canaux parallèles à l'évacuation de la chaleur, on minimise donc leur conductivité thermique. Enfin, le montage est maintenu sous vide et est placé dans une canne de radiation.

5.5 Mesures thermoélectriques

Une étude de l'effet Seebeck combine mesure thermique et électrique. Similairement à la section précédente, l'échantillon est ancré thermiquement à un réservoir de chaleur (bloc de cuivre). L'autre extrémité reçoit le courant de chaleur produit par une résistance. La figure 5.6 présente le montage pour des mesures en champ magnétique intense habituellement effectuées sur une gamme de 1.5 à 100K. Les résistances faisant office de thermomètres sont des *Cernox* plutôt que des RuO_2 (dont la variation de la résistance en température est négligeable au-delà de 10K). Il est également possible de directement mesurer la différence de température en connectant les points chaud et froid à un thermocouple. Aux deux mêmes points où la température est prise, le voltage est mesuré tel que décrit précédemment.

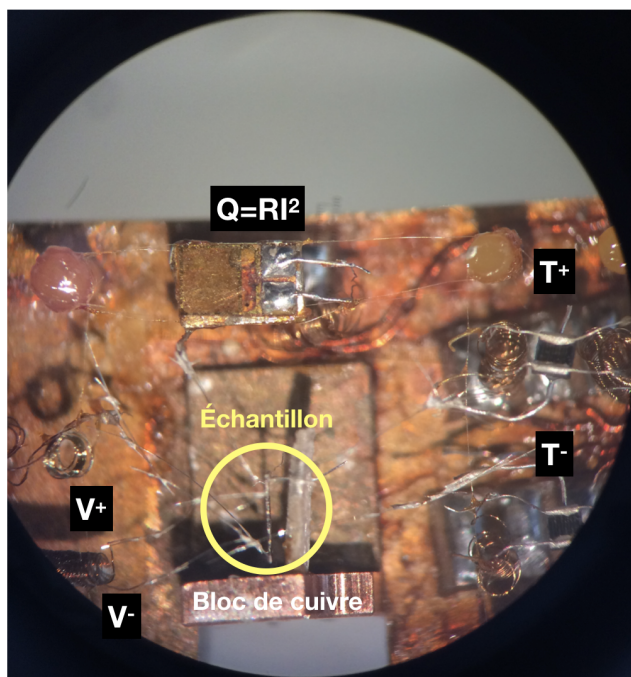


FIGURE 5.6 Montage d'effet Seebeck

5.6 Champs magnétiques intenses

L'utilisation de champs magnétiques permet la suppression complète ou partielle de la supraconductivité. Dans le cadre de cette étude, les échantillons ont été mesurés sous l'influence d'un champ produit par des bobines supraconductrices allant jusqu'à 16T (PPMS) et 18T (dans un cryostat à l'aide d'un Insert à température variable - VTI) à Sherbrooke. Ils furent également mesurés en laboratoires de champs magnétiques intenses statiques (Grenoble 35T, Nijmegen 37T) et pulsés (Toulouse 70T). Ce sont des bobines résistives qui sont alors utilisées. Travailler en champ statique offre la possibilité d'effectuer des rampes en température et en champ, permettant ainsi de dresser le profil complet en fonction de ces deux paramètres pour une propriété donnée. Pour leur part, les champs pulsés, étant d'une durée de l'ordre du dixième de seconde, ne permettent pas d'effectuer de rampes en température (à champ fixe), mais donnent accès aux valeurs de champ les plus élevées. Lorsque nous effectuons une mesure en champ magnétique, nous mesurons la propriété deux fois : une pour chaque polarité de champ. Cela permet de symétriser (anti-symétriser) la mesure afin d'éliminer la contamination du coefficient transversal (longitudinal). Les mesures électriques sont effectuées tel que décrit à la section 5.3. Toutefois, pour les mesures thermoélectriques en champs magnétiques intenses, nous ne mesurons le gradient de chaleur qu'à champ nul. Nous supposons que celui-ci ne dépend pas du champ magnétique et étudions donc uniquement le voltage lors des rampes en champ magnétique.

Résultats

Dans cette troisième partie, nous présentons les mesures effectuées sur les deux cristaux présentés à la section 5.1, OD10K et OD18K. La figure 5.7 ci-dessous donne la position approximative au sein du diagramme de phase des échantillons en question en fonction de leur composition et de leur température critique. L'étude rassemble des données de cinq coefficients de transport : résistivité, effet Hall, conductivité thermique, effet Hall thermique et effet Seebeck. Chaque chapitre de cette partie correspond à l'un de ces coefficients. Pour chacun d'entre eux, nous commençons par présenter les données obtenues, puis nous discutons de leurs implications en lien avec ce qui a été présenté dans le chapitre 2.

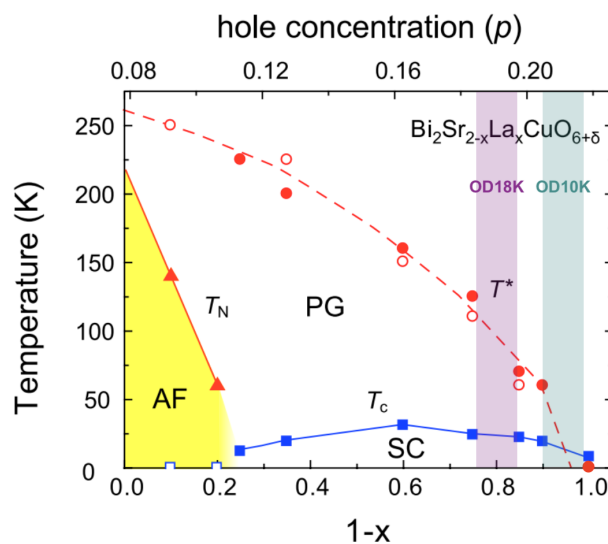


FIGURE 5.7 Diagramme de phase de Bi2201 avec OD18K et OD10K. Les positions approximatives des deux cristaux mesurés dans cette étude au sein du diagramme de phase [15] sont déterminées à l'aide des T_c et des compositions en lanthane.

Chapitre 6

Résistivité

Comme nous l’avons vu au chapitre 2, les phénomènes sur lesquels nous nous penchons dans l’étude de la résistivité sont la chute de la densité de porteurs détectée à travers la remontée de la résistivité à basse température (2.1.2) et l’atteinte d’un régime de diffusion planckien à proximité de p^* (2.1.1). Nous commençons ce chapitre en présentant les données sans et avec champ magnétique (16T) prises à Sherbrooke avec Anaëlle Legros, ainsi que la caractérisation en aimantation faite au SQUID avec l’aide de Maxime Dion et Patrick Fournier. Nous présentons également des mesures prises au LNCMI Toulouse en septembre 2017 lors d’une mission avec Anaëlle Legros réalisée à l’aide des contacts locaux Siham Benhabib, David Vignolles et Cyril Proust. Il s’en suit une étude de la magnétorésistance. Enfin, nous discutons des conclusions tirées quant à la densité de porteurs et la limite planckienne. Dans les appendices C et D se trouvent des données complémentaires prises au LNCMI Grenoble et HFML à Nimègue.

6.1 Présentation des données

6.1.1 Dépendance en température à $H = 0, 16$ T

Nous commençons par montrer les courbes de résistivité en fonction de la température prises à Sherbrooke à $H = 0, 16$ T. Deux paires de contacts ont été posées, une de chaque côté des échantillons, offrant deux configurations possibles pour mesurer la résistivité. La figure 6.1 illustre le résultat obtenu pour les deux configurations (ρ_1 et ρ_2). Les courbes obtenues des deux côtés de l’échantillon sont légèrement décalées, mais peuvent être superposées à

l'aide d'un facteur multiplicatif correspondant à un facteur géométrique. En effet, comme nous prenons les mêmes dimensions moyennes (l, t, w) pour calculer la résistivité, alors que la distance entre les contacts n'est pas exactement la même de chaque côté, il est attendu que les courbes ρ_1 et ρ_2 diffèrent d'un léger facteur multiplicatif. Notons qu'à l'application d'un champ magnétique de 16T, la transition supraconductrice de OD18K descend autour de 10K, tandis que celle de OD10K est à peine entamée à 2K. Pour la suite, nous prendrons les valeurs de ρ_1 .

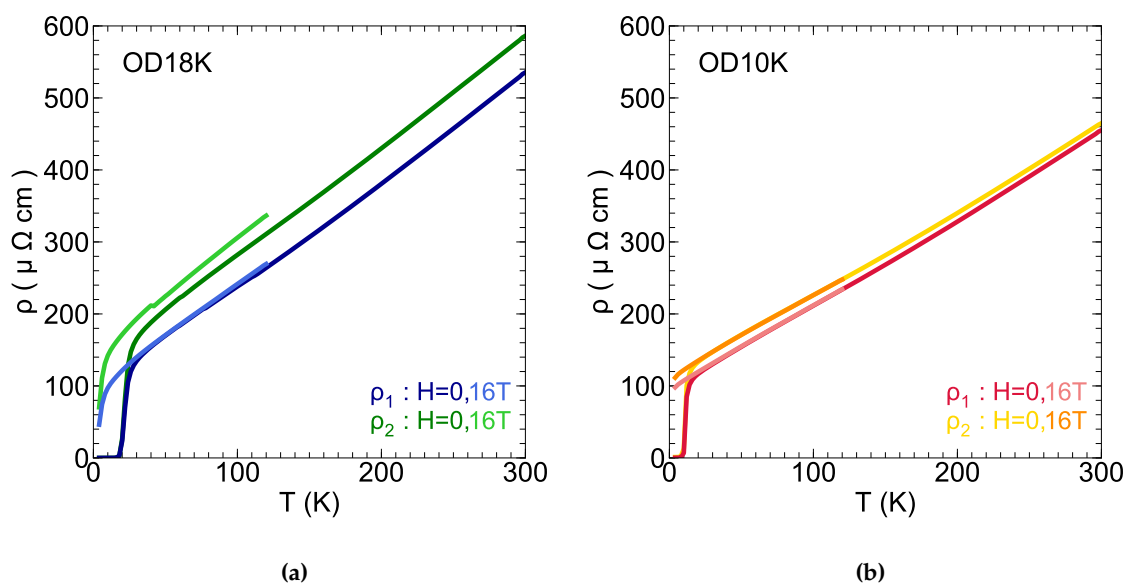


FIGURE 6.1 Résistivité en fonction de la température : comparaison des paires de contacts dans (a) OD18K et (b) OD10K sous un champ magnétique de $H = 0, 16$ T. Dans les deux cas, nous observons un léger décalage pouvant être corrigé par un facteur multiplicatif. Cette différence est donc attribuée au facteur géométrique défini à partir d'une moyenne des dimensions.

Penchons nous à présent sur la transition supraconductrice des deux cristaux. La figure 6.2 illustre la transition mesurée par aimantation au SQUID et en résistivité. Les chutes se produisent respectivement à 18K et 10K avec des largeurs de 5K et 4K pour OD18K et OD10K. Autant les températures critiques que les largeurs de transitions sont comparables en résistivité et en aimantation. Ceci confirme que les propriétés électriques traduisent bien le caractère volumique des échantillons.

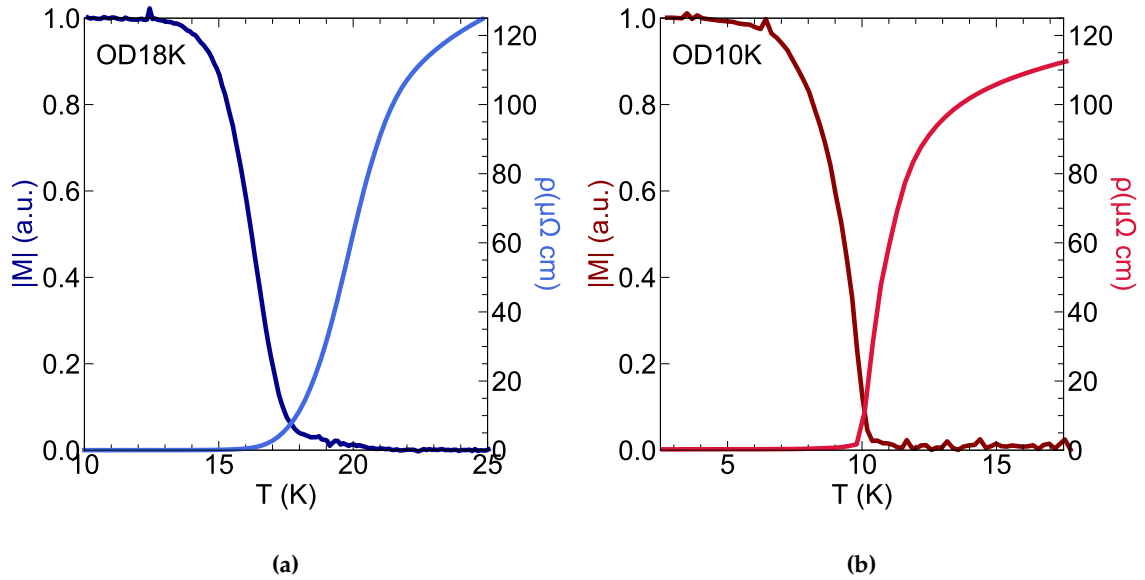


FIGURE 6.2 Transition supraconductrice en aimantation (axe de gauche) et en résistivité (axe de droite) dans (a) OD18K dont la température de transition est 18K avec une largeur de 5K et (b) OD10K avec une transition à 10K de largeur 4K.

À la figure 6.3, nous effectuons un fit linéaire sur un intervalle de 60 à 160K des données de résistivité à $H = 0$ T. Au-delà de 200K, les courbes décrivent une dépendance en T^α avec $\alpha > 1$. En diminuant la température, elles adoptent une tendance linéaire jusqu'à la transition supraconductrice. Ceci est mis en évidence dans la figure au coin inférieur droit (*inset*), où la différence entre le fit linéaire et les données avoisine le 0 d'environ 50 à 150K. Nous notons une pente plus importante pour OD18K, tel qu'observé dans la littérature lorsque l'on diminue le dopage. Les termes résiduels ρ_0 obtenus dans les deux composés sont de l'ordre de 100 $\mu\Omega\text{cm}$. Cette valeur en apparence élevée par rapport aux autres cuprates¹, s'avère comparable à ce qui est rapporté dans d'autres études de transport sur ce composé [86] [80]. Le ratio entre la valeur de la résistivité à l'ambiante et son terme résiduel (RRR) étant un indice de la qualité des échantillons (homogénéité, pureté, défauts cristallins, etc.), ces valeurs suggèrent que les échantillons de cette étude sont comparables à ceux des ouvrages de référence.

1. Près de p^* : LSCO $p = 0.23$ $\rho_0 \sim 20\mu\Omega\text{cm}$ (figure 2.1) [28], NdLSCO $p = 0.24$ $\rho_0 \sim 25\mu\Omega\text{cm}$ (figure 2.5) [46]

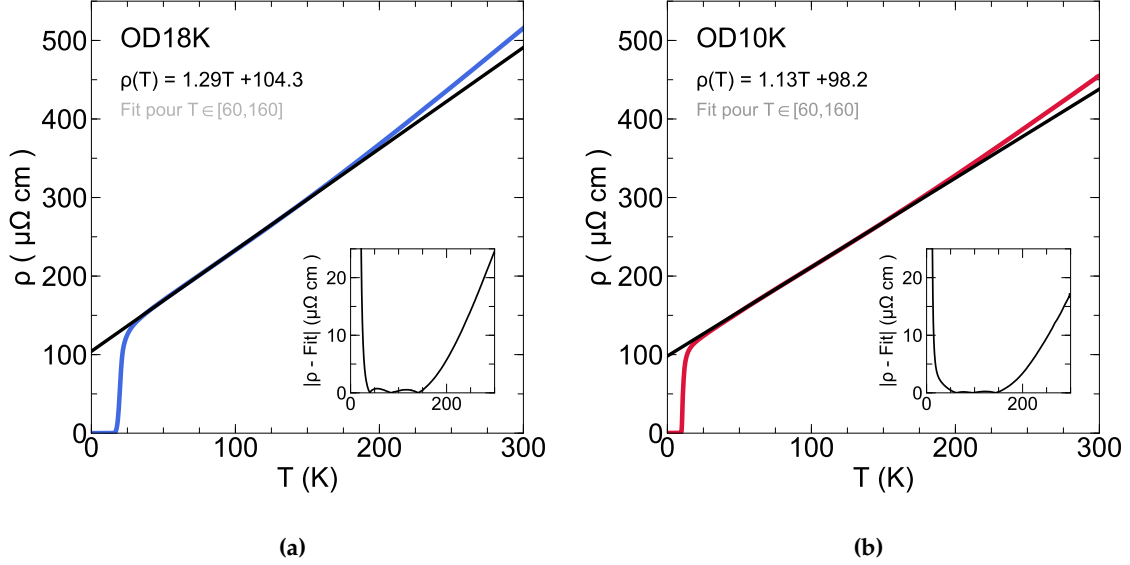


FIGURE 6.3 Fit linéaire de la résistivité en fonction de la température dans (a) OD18K et (b) OD10K. Le fit est effectué sur un intervalle de 60 à 160K . L'inset en bas à droite, montre que les données et le fit se superposent sur l'intervalle de température de 50K à 150K. Les termes résiduels ρ_0 sont d'environ $100\mu\Omega cm$, ce qui s'apparente aux données publiées [86] [80].

Afin de valider cette conclusion quant à la conformité de nos résultats aux ouvrages de référence, nous comparons à la figure 6.4 nos données avec des courbes provenant de la littérature. En particulier, nous traçons OD18K avec $(Bi_{1.74}Pb_{0.38})Sr_{1.88}CuO_{6+\delta}$ OD21K [104] (brun) et $La_{0.23}Bi_2Sr_{1.64}CuO_{6+\delta}$ OD29K [86] (orange). La courbe de OD21K se confond avec les données collectées de OD18K, tandis que le faible ρ_0 conjugué à la haute T_c de OD29K suggère une qualité supérieure des échantillons dans cette étude. Nous présentons avec OD10K (figure 6.4b), un $(Bi_{1.74}Pb_{0.38})Sr_{1.88}CuO_{6+\delta}$ OD7K [104]² (vert) et une couche mince de Bi-Bi2201 dopé en oxygène OD8K [81] (mauve). OD7K semble plus sur-dopé que OD10K étant donné la diminution de la T_c et de $\rho(300K)$. Pour sa part, OD8K est pratiquement parallèle à OD10K, mais avec un ρ_0 plus élevé ce qui suggère un dopage similaire avec niveau de désordre plus grand. En somme, la figure 6.4 permet de vérifier que les deux cristaux présentés dans cette étude ont un comportement qualitativement et quantitativement comparable aux données publiées.

2. Les deux $(Bi_{1.74}Pb_{0.38})Sr_{1.88}CuO_{6+\delta}$ de [104] ont subi des recuits sous vide à différentes températures ce qui explique leur différence en dopage et en T_c .

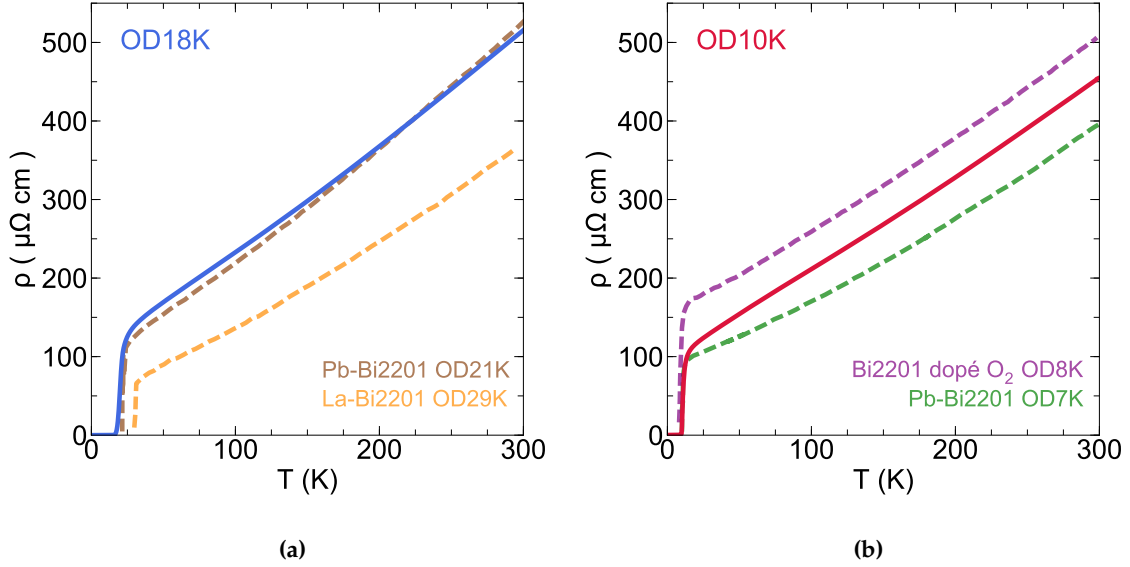


FIGURE 6.4 Comparaison de la résistivité en fonction de la température avec la littérature. Résistivité en fonction de la température dans (a) OD18K comparée à $(\text{Bi}_{1.74}\text{Pb}_{0.38})\text{Sr}_{1.88}\text{CuO}_{6+\delta}$ OD21K [104] (brun) et $\text{La}_{0.23}\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.64}\text{CuO}_{6+\delta}$ OD29K [86] (orange) et (b) OD10K avec $(\text{Bi}_{1.74}\text{Pb}_{0.38})\text{Sr}_{1.88}\text{CuO}_{6+\delta}$ OD7K [104] (vert) et une couche mince de Bi-Bi2201 dopé en oxygène OD8K [81] (mauve).

6.1.2 Dépendance en champ magnétique

La dépendance de la résistivité en champ magnétique des cristaux OD10K et OD18K est présentée à la figure 6.5. Dans les deux cas, nous observons que l'isotherme 1.5K croise celles à 4.2K et 6K (voir zoom en *inset*), suggérant une légère remontée de la résistivité à basse température dans l'état normal. Ce dernier est distinctement atteint à $H = 40$ T dans OD10K; les isothermes adoptent une tendance monotone après la sortie de la phase supraconductrice. À la figure 6.6, nous traçons la dérivée de la résistivité en fonction du champ magnétique, $d\rho/dH$. Celle-ci est calculée en divisant la différence entre deux points de mesure qui se succèdent : $\frac{\rho(n+1) - \rho(n)}{H(n+1) - H(n)}$. Nous appliquons ensuite un filtre gaussien, car cette méthode amplifie grandement les légères fluctuations de la mesure (c'est ce qui génère les oscillations observées à la figure 6.6). Le calcul de $d\rho/dH$ met en évidence qu'à $H = 40$ T dans OD10K, nous sommes bel et bien hors du régime sublinéaire associé à la supraconductivité. Dans le cas de OD18K, la largeur de la transition rend difficile la délimitation du début de la chute de résistivité. Nous pouvons toutefois vérifier avec la figure 6.6 qu'à $H = 50$ T, l'état normal est atteint, car nous sommes à nouveau hors du régime sublinéaire de la transition

supraconductrice.

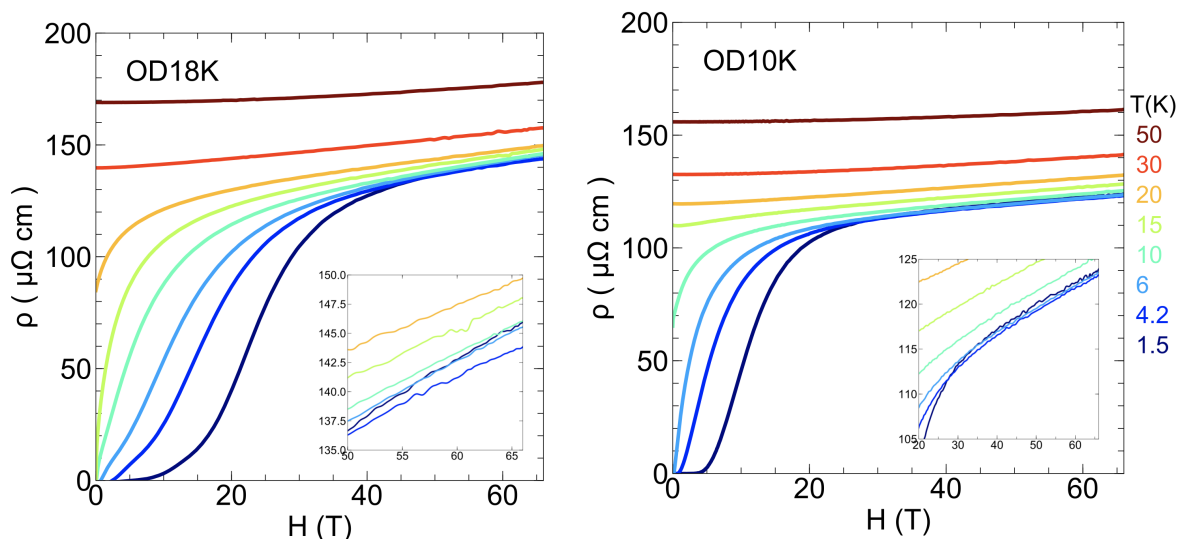


FIGURE 6.5 Isothermes de résistivité en fonction du champ magnétique : 1.5, 4.2, 6, 10, 15, 20, 30 et 50K. En inset, zoom des données permettant de voir le croisement de l'isotherme 1.5K avec 4.2K et 6K, ce qui révèle la remontée de la résistivité dans l'état normal à basse température.

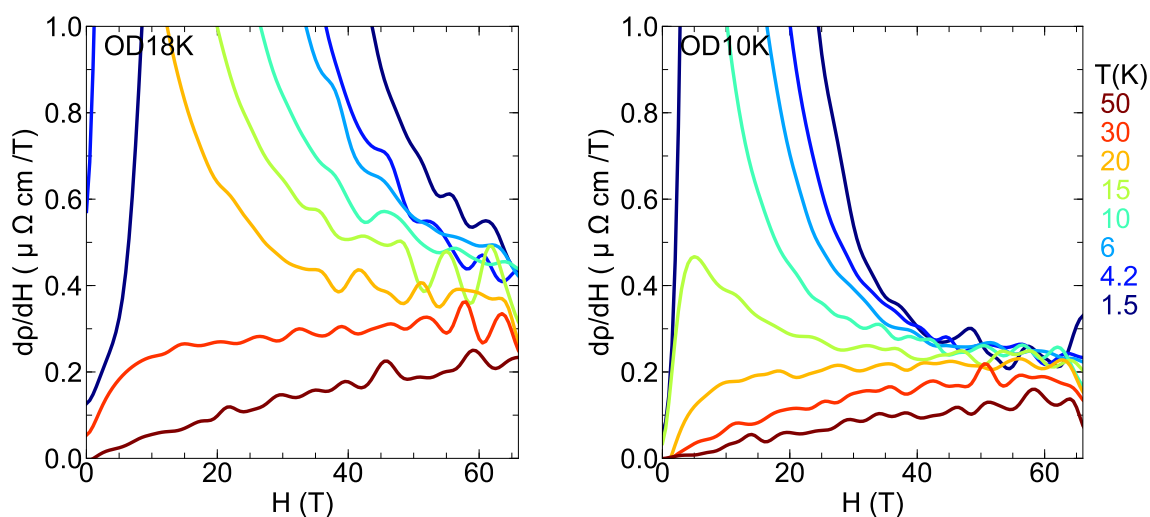


FIGURE 6.6 Dérivée de la résistivité en fonction du champ magnétique. Le régime sublinéaire associé à la chute supraconductrice prend fin avant $H = 50$ T et $H = 40$ T dans OD18K et OD10K, l'état normal est donc atteint à ces valeurs de champ.

Remarquons à la figure 6.5 qu'en l'absence de supraconductivité (isothermes 30K et 50K), ρ augmente légèrement avec le champ magnétique. Nous aborderons plus en détails la question de la magnétorésistance à la section suivante. Pour l'instant, notons qu'en comparant les valeurs à $H = 0$ T et 64 T pour $T = 50$ K, nous observons une variation en champ magnétique de $\Delta\rho/\rho = 5\%$ pour OD18K et $\Delta\rho/\rho = 3\%$ pour OD10K.

6.1.3 Dépendance en température

À la figure 6.7 nous présentons la résistivité en fonction de la température à $H = 0$, 50 et 64 T. Les dépendances en température dans l'état normal sont obtenues en prenant des coupes des isothermes de la figure 6.5 à des valeurs fixes de champ magnétique. Dans les deux cas, nous observons une remontée de la résistivité à basse température. Celle-ci est plus importante pour OD18K : à $H = 64$ T et $T = 1.5$ K, $\rho = 145\mu\Omega\text{cm}$, si bien que $(\rho - \rho_0)/\rho_0 = 39\%$, tandis que pour OD10K dans les mêmes conditions, $\rho = 123\mu\Omega\text{cm}$, de sorte que $(\rho - \rho_0)/\rho_0 = 26\%$.

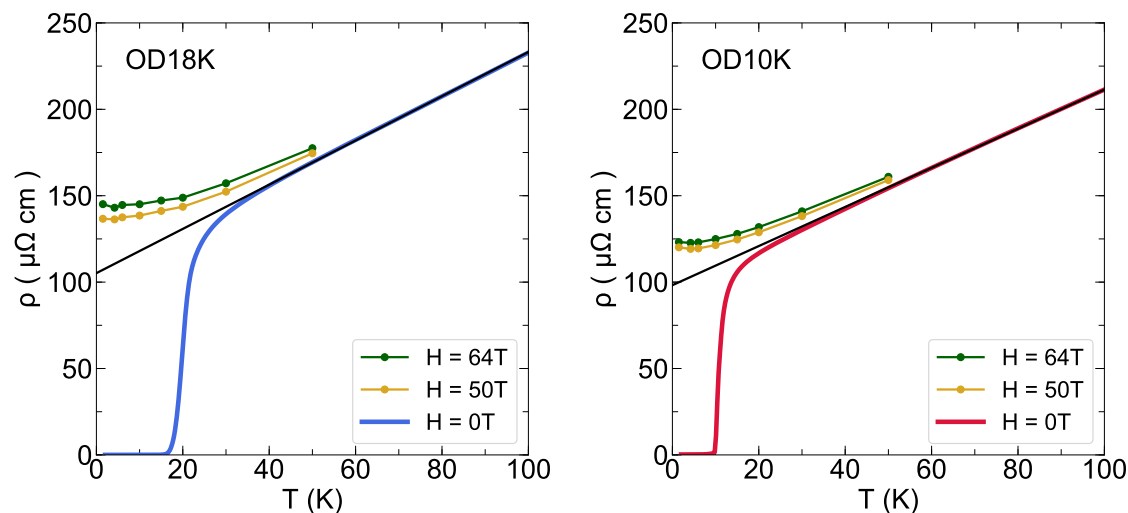


FIGURE 6.7 Résistivité en fonction de la température dans OD18K et OD10K à $H = 0, 50, 64$ T.

En résumé, nous observons que :

- Pour les mesures de résistivité, l'état normal est atteint à $H = 40$ T dans OD10K et $H = 50$ T dans OD18K.

- La résistivité est linéaire en température légèrement au-dessus de la transition supraconductrice jusqu'à environ 150K dans les deux cristaux.
- Les valeurs de la pente de $\rho(T)$ et du terme résiduel sont très semblables pour les deux dopages (quoique légèrement plus élevées pour OD18K) : $A_1 = 1.29\mu\Omega cm/K$ et $\rho_0 = 104\mu\Omega cm$ pour OD18K et $A_1 = 1.13\mu\Omega cm/K$ et $\rho_0 = 98\mu\Omega cm$ pour OD10K.
- La magnétorésistance est plus importante dans OD18K ($\Delta\rho/\rho = 5\%$, à $T = 50$ K et $H = 64$ T) que dans OD10K ($\Delta\rho/\rho = 3\%$).
- La résistivité présente une légère remontée à basse température dans les deux cristaux. Celle-ci est plus importante dans OD18K ($\rho - \rho_0/\rho_0 = 39\%$ à $T = 1.5$ K et $H = 64$ T) que OD10K ($\rho - \rho_0/\rho_0 = 26\%$).

6.2 Magnétorésistance

La magnétorésistance (MR) consiste en la variation de la résistance électrique due à l'influence d'un champ magnétique. On en observe l'effet à la figure 6.5, où la résistance augmente avec le champ magnétique même lorsque l'état normal est atteint. Dans les cuprates, les mécanismes à l'origine de la MR et leur dépendance exacte en température ne sont pas tous bien compris. Dans cette section nous tentons d'en extraire l'effet selon deux tendances : quadratique et linéaire en champ. L'objectif étant de déduire la valeur de la résistivité dans l'état normal à basse température sans l'effet de la magnétorésistance.

6.2.1 Magnétorésistance quadratique

Dans un modèle simple où l'on introduit l'effet du champ magnétique sur le mouvement des porteurs de charge par la force de Lorentz, la MR décrit une dépendance en H^2 . Il s'agit de l'effet orbital qui décrit la magnétorésistance transverse dans les métaux normaux. Celle-ci dépend toutefois de la qualité des échantillons, car $\frac{\Delta\rho}{\rho} \sim (\omega_c\tau)^2 \sim (\frac{H}{\rho_0})^2$ [105]. En première approximation, nous tentons d'extraire l'effet de la magnétorésistance à partir de ce modèle. Pour ce faire, nous approximons à une fonction de la forme $\rho(H) = aH^2 + b$ les isothermes dans l'intervalle de champ où l'état normal est atteint (fig. 6.8). Nous extrapolons cette fonction quadratique à $H = 0$ pour obtenir la valeur de ρ dans l'état normal sans magnétorésistance (notée $H \rightarrow 0$) (section 6.2.3).

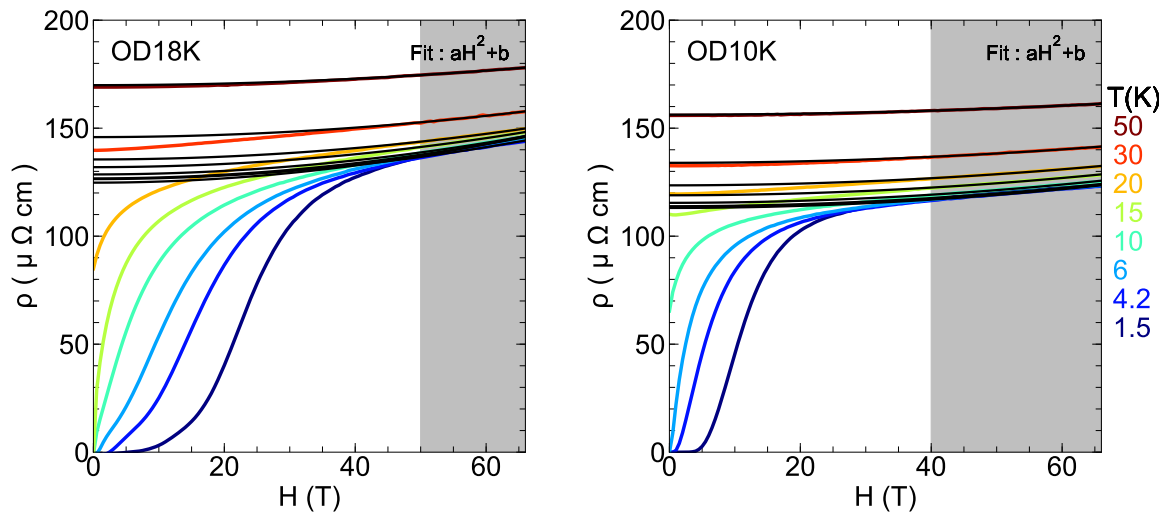


FIGURE 6.8 Approximation quadratique de la magnétorésistance. Isothermes de résistivité en fonction du champ magnétique avec lissage quadratique des données à $H > 50$ T pour OD18K et $H > 40$ T OD10K. Les isothermes à 30K et 50K, étant dans l'état normal à $H = 0$, montrent que le lissage quadratique surestime légèrement les données.

La figure 6.8 présente cette approximation pour les deux échantillons. La comparaison des fonctions quadratiques aux isothermes 30K et 50K (état normal même à $H = 0$ T) révèle qu'une telle approximation surestime très légèrement la valeur de ρ en l'absence de champ. Ceci est mis en évidence à la figure 6.9 où nous traçons la différence entre les données $\rho(H)$ et le lissage quadratique. À l'exception de l'isotherme à 30K de OD18K, cette approximation est en accord avec les données haute température dans un intervalle de $2 \mu\Omega\text{cm}$. En ce qui a trait aux isothermes de plus basse température, la fonction intercepte les données ($\rho - \rho_{\text{Fit}} = 0$), ce qui suggère une dépendance de puissance inférieure à 2. On note donc une légère déviation systématique entre les données et le lissage quadratique dans l'intervalle exploré.

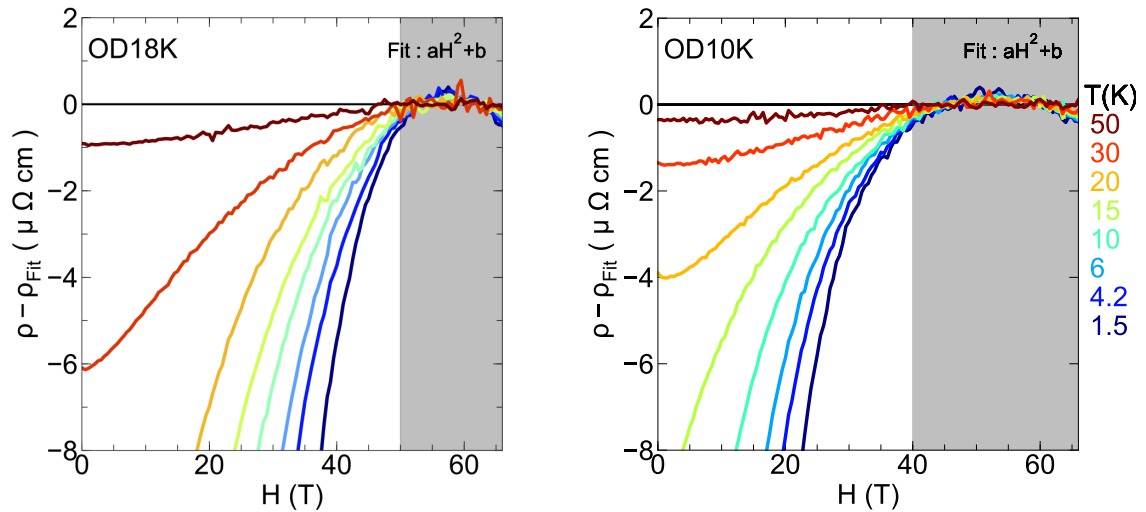


FIGURE 6.9 Différence entre $\rho(H)$ et lissage quadratique de la magnétorésistance. La fonction quadratique surestime très légèrement les valeurs de résistivité dans l'état normal : $\rho - \rho_{\text{Fit}}$ est négatif, mais reste faible à $H = 0$. À basse température, la fonction quadratique intercepte les données dans les deux dopages, ce qui suggère une puissance de la MR inférieure à 2.

6.2.2 Magnétorésistance linéaire

La magnétorésistance linéaire a été rapportée dans plusieurs systèmes supraconducteurs non conventionnels. En particulier, elle est observée dans les cuprates [106] et les pnictures [107] à des dopages où la résistivité est linéaire en température. L'origine et la relation entre ces phénomènes forment un sujet actif de recherche étant donné leur éventuel lien avec la supraconductivité et la criticalité quantique. À la figure 6.10, nous effectuons une analyse de la MR dans ce contexte, soit en approximant avec une fonction de la forme $\rho(H) = aH + b$. À bas champ ($< 30\text{T}$), les isothermes 30K et 50K ne sont pas reproduites par la fonction linéaire. Cette approximation sous-estime ρ dans l'état normal à $H = 0$, ce que révèle les valeurs positives de $\rho - \rho_{\text{Fit}}$ de la figure 6.11. Cette déviation entre la fonction linéaire et les données commence environ 10T sous l'intervalle de lissage pour les hautes températures (50K, 30K, 20K et 10K). Pour les basses températures, dans OD18K, la fonction linéaire dévie de manière similaire aux données que la fonction quadratique. Dans OD10K, la fonction linéaire reproduit mieux les données que la fonction quadratique sur l'intervalle d'état normal.

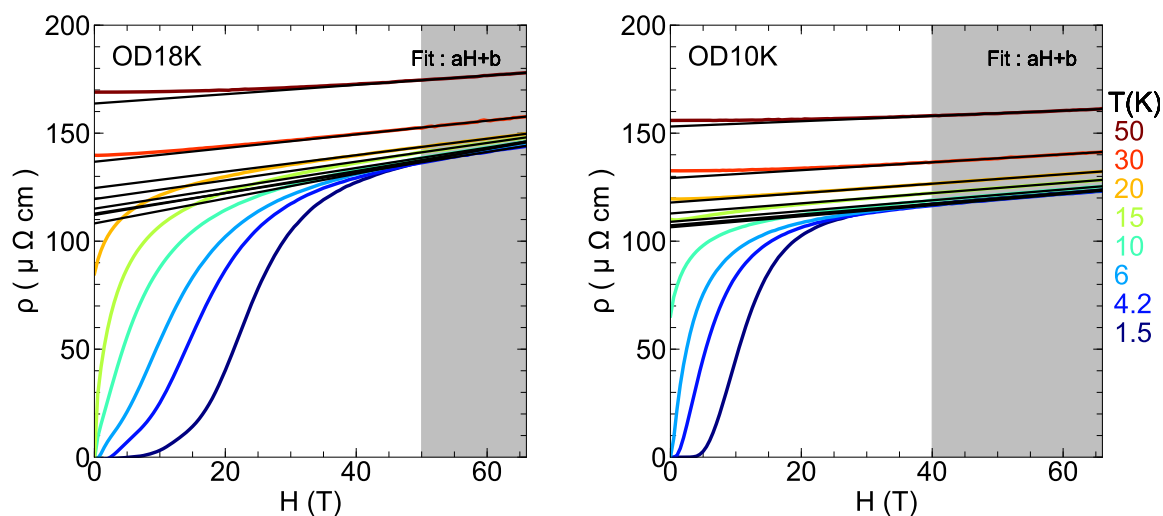


FIGURE 6.10 Approximation linéaire de la magnétorésistance. Isothermes de résistivité en fonction du champ magnétique avec lissage linéaire des données à $H > 50$ T pour OD18K et $H > 40$ T OD10K. Les isothermes à 30K et 50K, étant dans l'état normal à $H = 0$, montrent que le lissage linéaire sous-estime les données.

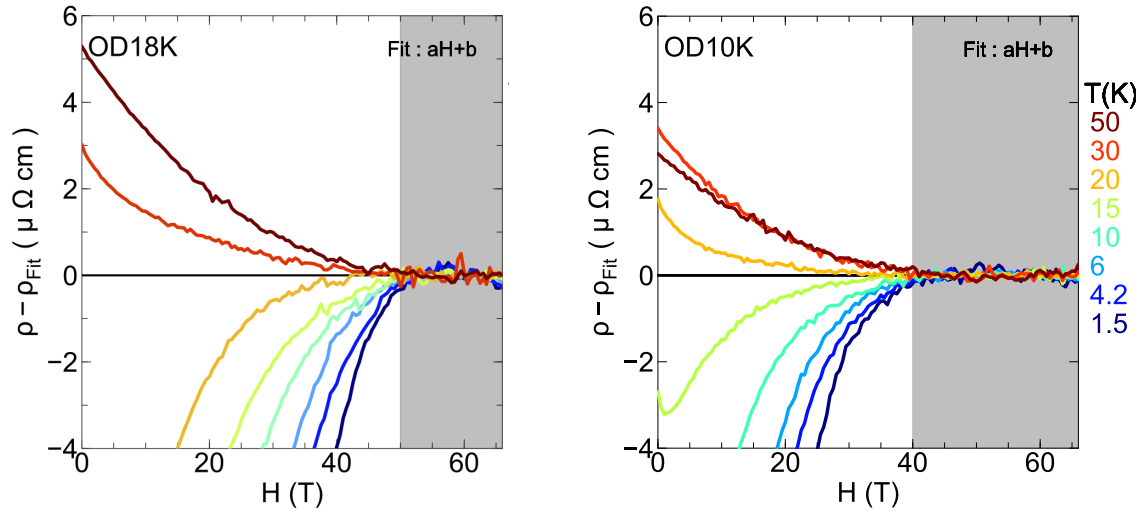


FIGURE 6.11 Différence entre $\rho(H)$ et lissage linéaire de la magnétorésistance. La fonction linéaire sous-estime les données dans l'état normal, ce qui est montré par les valeurs positives de $\rho - \rho_{\text{Fit}}$ des isothermes à hautes température. Dans OD10K, les données sont bien reproduites par la fonction linéaire sur l'intervalle de lissage, même à basse température. Dans OD18K, le lissage croise les données, on note donc une petite déviation systématique sur l'intervalle exploré.

6.2.3 Comparaison des analyses

Pour conclure cette section, nous comparons à la figure 6.12 le résultat des analyses quadratique et linéaire de la magnétorésistance dans OD18K et OD10K. Tel que discuté précédemment, le lissage quadratique les surestime légèrement tandis que le lissage linéaire les sous-estime. Ces déviations sont plus notables dans OD18K où la magnétorésistance est plus prononcée. Somme toute, les deux méthodes montrent une résistivité convexe par rapport à la linéarité. Il y a donc une remontée de la résistivité à basse température, même en tenant compte de la magnétorésistance.

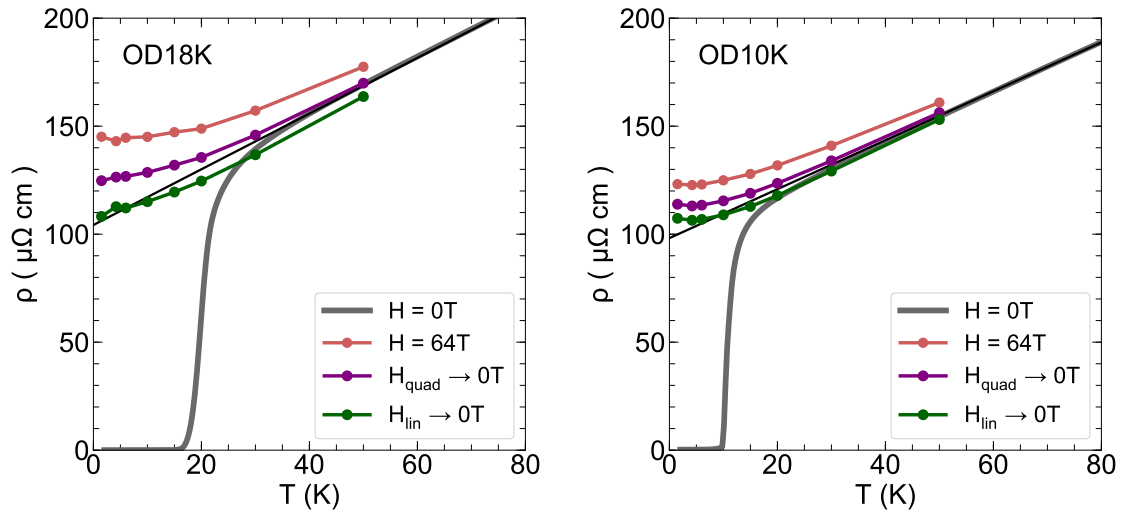


FIGURE 6.12 Comparaison des analyses de la magnétorésistance quadratique et linéaire.

Résistivité en fonction de la température à $H = 0, 64 \text{ T}$ et $H \rightarrow 0$ selon un lissage quadratique ou linéaire de la magnétorésistance. Le lissage quadratique surestime légèrement les données (gris), tandis que le lissage linéaire les sous-estime. Les deux analyses de magnétorésistance produisent une résistivité convexe par rapport à la linéarité, il y a donc une remontée de la résistivité à basse température.

En résumé, les conclusions tirées quant à la magnétorésistance dans ces échantillons sont :

- Entre un modèle quadratique et linéaire en champ magnétique, la meilleure approximation de la magnétorésistance dépend de la température.
- Haute température : la meilleure approximation est quadratique à partir de 20K pour OD10K et de 50K pour OD18K.
- Basse température : l'approximation linéaire reproduit mieux les données.
- La magnétorésistance est plus importante dans OD18K que dans OD10K. Les pentes des isothermes linéaires dans OD18K sont de l'ordre de $0.45 \mu\Omega\text{cm}/\text{T}$, soit près du double de OD10K avec des pentes d'environ $0.25 \mu\Omega\text{cm}/\text{T}$.
- Aucune des deux approximations ne reproduit fidèlement et de manière systématique les données mesurées. Nous utiliserons donc pour la suite l'approximation quadratique, car celle-ci repose sur un modèle théorique.

À l'aide de cette analyse des données et de la magnétorésistance, passons à l'interprétation des résultats dans le contexte des signatures en transport de la phase pseudogap discutées

au chapitre 2.

6.2.4 Note sur T^*

L'étude de la résistivité en température dans l'état normal permet d'estimer T^* . En effet dans OD10K où les analyses quadratique et linéaire de la MR donnent une évolution en température similaire aux données, on observe que la déviation à la linéarité s'entame autour de $T = 50$ K. Dans le cas de OD18K, en raison de l'effet plus prononcé de la magnétorésistance ainsi que la température maximale des mesures en champs magnétiques intenses (50K), nous ne pouvons faire une approximation fiable de T^* à partir de la résistivité. Selon les mesures de RMN [15], nous obtenons une valeur de T^* entre 75K (pour une T_c 18K) et 100K (pour une composition au lanthane de $x = 0.2$).

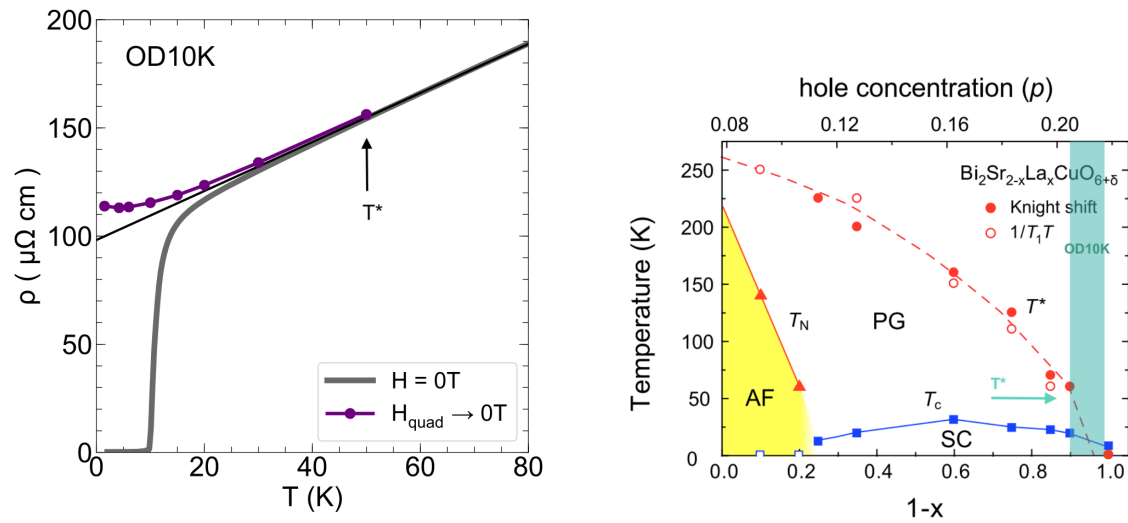


FIGURE 6.13 Identification de T^* dans OD10K. (a) Résistivité en fonction de la température à $H = 0$ et dans l'état normal ($\rho(H \rightarrow 0)$ avec soustraction de la magnétorésistance quadratique). À $T = 50$ K, la résistivité dévie de la linéarité, ce qui indique l'ouverture du pseudogap. Cette estimation de $T^* \sim 50$ K est en accord avec (b) le diagramme de phase obtenu par RMN [15]. L'échantillon OD10K et son T^* sont identifiés en turquoise.

6.3 Remontée de la résistivité et chute de la densité de porteurs

À la figure 6.14a, nous comparons les résistivités à basse température avec et sans champ dans OD10K et OD18K. Le terme résiduel ρ_0 (extrapolation linéaire de $\rho(T)$ pour $T > T_c$ est soustrait des courbes et les normalise afin d'avoir les deux cristaux sur la même échelle. Les deux dopages étudiés reproduisent le scénario observé dans NdLSCO (figure 6.14b) : il y a une remontée de la résistivité à basse température pour $p < p^*$ et celle-ci augmente à mesure que le dopage diminue s'éloignant de p^* . Notons cependant, que nous n'observons pas le comportement de NdLSCO $p = 0.24$ où la linéarité se poursuit jusqu'à $T \rightarrow 0$. Il faudrait pour cela un échantillon de dopage plus élevé ($p > p^*$) permettant de compléter notre étude. La résistivité étant de manière générale inversement proportionnelle à la densité de porteurs, ces remontées vont de pair avec le scénario selon lequel l'ouverture du pseudogap entraîne une chute de la densité de porteurs.

Par ailleurs, notons que la courbe OD10K à 55T ne dévie que très légèrement de la linéarité à basse température. Ce comportement s'apparente grandement à NdLSCO $p = 0.23 \sim p^*$, ce qui suggère que OD10K serait également très près du dopage critique p^* .

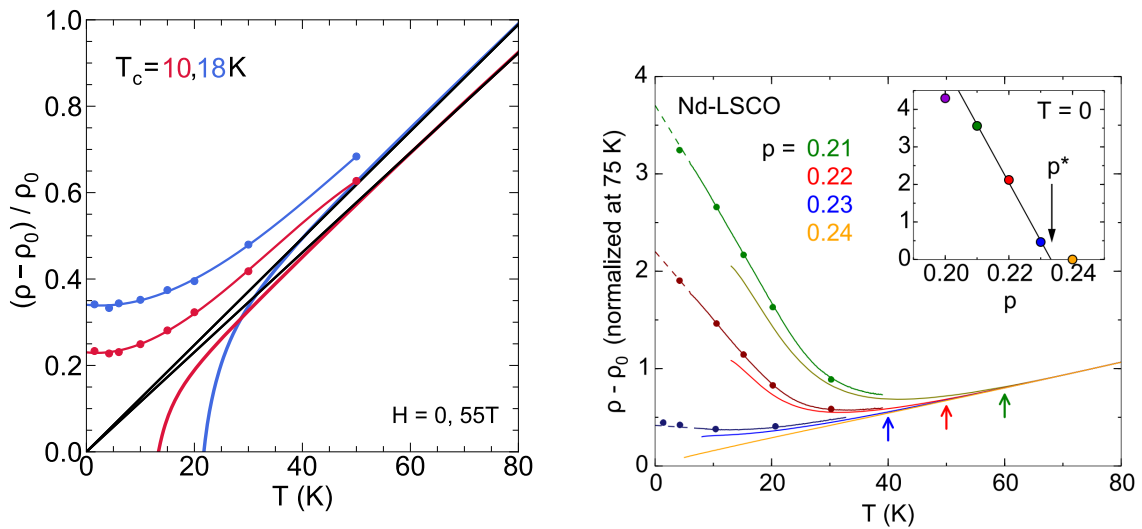


FIGURE 6.14 Remontée de la résistivité à basse température. (a) Comparaison de $\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}$ en fonction de la température dans OD18K et OD10K à $H = 0$ T (lignes pleines) et $H = 55$ T (cercles). (b) $\rho - \rho_0$ (normalisé à 75K) dans NdLSCO près de $p^* \sim 0.23$ ($p = 0.21, 0.22, 0.23, 0.24$) à $H = 16$ T (lignes inférieures), $H = 33$ T (lignes supérieures) et $H = 36$ T (cercles). Dans les deux composés, il y a une remontée de la résistivité à basse température dans l'état normal, celle-ci est plus importante à mesure qu'on diminue le dopage s'éloignant de p^* .

6.4 Résistivité linéaire et limite planckienne

Tel que décrit à la section 2.1.1, à proximité de p^* la résistivité est linéaire à basse température et la pente associée à ce comportement correspond à celle prédite par la limite planckienne $A_1^\square = \frac{h}{2e^2 T_F}$. Nous avons évoqué à la section précédente que la similarité du comportement de ρ en température de NdLSCO $p = 0.23$ et Bi2201 OD10K suggérait une étroite proximité entre ce dernier et p^* . Nous nous penchons donc sur le régime de linéarité dans OD10K afin d'en comparer la pente avec la valeur prédite $A_1^\square = 8 \pm 2 \Omega/K$.

La pente pour OD10K est de $1.1 \pm 0.1 \Omega\text{cm}/K$ (fig. 6.3) où l'erreur de 10% est attribuable au facteur géométrique. Nous obtenons une pente par plan CuO_2 de $A_1^\square = 9 \pm 0.9 \Omega/K$ avec $d = 12.3 \pm 0.1 \text{ \AA}$, ce qui est en accord avec la valeur prédite par la limite planckienne. À la figure 6.15a, nous comparons la linéarité de la résistivité par plan CuO_2 de OD10K avec deux autres Bi2201 provenant de la littérature : une couche mince dopée à l'oxygène OD8K [81] (mauve) et un cristal Bi-Bi2201 dopé en bismuth OD7K [32] (orange). La résistivité de ces échantillons montre respectivement une pente de $A_1^\square \sim 9 \Omega/K$ et $6 \Omega/K$, ce qui correspond bien à la prédiction planckienne, comme pour OD10K.

En figure 6.15b, nous comparons la résistivité linéaire près de p^* de NdLSCO, Bi2212 et Bi2201. Dans ces trois cas, les pentes sont très similaires et le régime planckien est atteint.

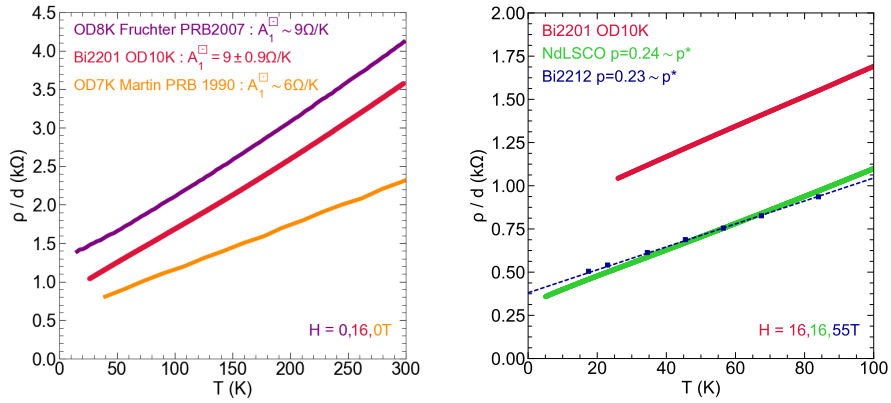


FIGURE 6.15 Comparaison de la résistivité par plan de CuO_2 près de p^* . (a) Couche mince dopée en oxygène OD8K [81] (mauve), OD10K de la présente étude (rouge) et un cristal Bi-Bi2201 OD7K [32]. La pente par plan CuO_2 obtenue dans les trois dopages ($A_1^\square \sim 9, 9$ et $6 \Omega/K$) correspond à la prédiction de la limite planckienne, $A_1^\square = 8 \pm 2 \Omega/K$. (b) Bi2201 OD10K comparé à NdLSCO $p = 0.24$ ($p^* \simeq 0.23$) [29] et Bi2212 $p = 0.23$ ($p^* \simeq 0.22$) avec correction de la magnétorésistance ($H^2 \rightarrow 0$) [30]. Pour les trois composés, le régime de diffusion planckien est atteint et les pentes sont très similaires.

Chapitre 7

Effet Hall

À la section 2.2, nous avons exposé qu'à travers le nombre de Hall, le coefficient de Hall dans la limite $T \rightarrow 0$ constitue un indicateur de la densité de porteurs. C'est ainsi que le passage de $n_H = 1 + p$ à $n_H = p$ à travers p^* révèle qu'à l'ouverture du pseudogap la densité de porteurs chute. Dans cette section, nous présentons dans un premier temps les données d'effet Hall en fonction du champ magnétique et de la température. Puis, nous abordons ces résultats dans le contexte de la chute de densité de porteurs.

Des mesures à $H = 16$ T ont été d'abord prises à Shebrooke, suite à quoi les échantillons OD18K et OD10K ont été étudiés en champs magnétiques intenses. En septembre 2017, Anaëlle Legros et moi-même avons effectué des rampes en champ magnétique allant jusqu'à 66 T au LNCMI Toulouse avec les contacts locaux David Vignolles, Siham Benhabib et Cyril Proust. Puis, des rampes en température et en champ magnétique jusqu'à 33 T ont été faites lors d'une mission à Nimègue en novembre 2017 avec Adrien Gourgout, Amirezza Ataei, Sven Badoux et les contacts locaux Steffen Wiedmann et Salvatore Licciardello.

7.1 Présentation des données

7.1.1 Dépendance en champ magnétique

La figure 7.1 montre le coefficient de Hall mesuré au LNCMI Toulouse en fonction du champ magnétique dans OD18K et OD10K à plusieurs températures. Les isothermes atteignent un plateau à 40T pour OD18K et à 30T pour OD10K, indiquant l'atteinte de l'état normal pour cette propriété. La tendance en l'absence de supraconductivité est monotone

dans les deux cristaux, celle-ci est illustrée par les bandes blanches. Plus spécifiquement, OD10K adopte une valeur constante en champ de $R_H = 0.8 \pm 0.1 \text{ mm}^3/\text{C}$ à toutes les températures étudiées. Pour OD18K, nous observons une légère décroissance en champ magnétique. Bien que la cause n'en soit pas claire, cette très légère dépendance est également observée dans YBCO [51], il pourrait éventuellement s'agir d'un artefact de la mesure. Dans l'état normal ($H > 40 \text{ T}$), les isothermes se superposent adoptant approximativement la même valeur. On prend donc la valeur à champ nul des isothermes n'étant pas affectées par la supraconductivité (30K et 50K) pour estimer la valeur du coefficient de Hall à $H \rightarrow 0$, soit $R_H = 1.5 \pm 0.2 \text{ mm}^3/\text{C}$.

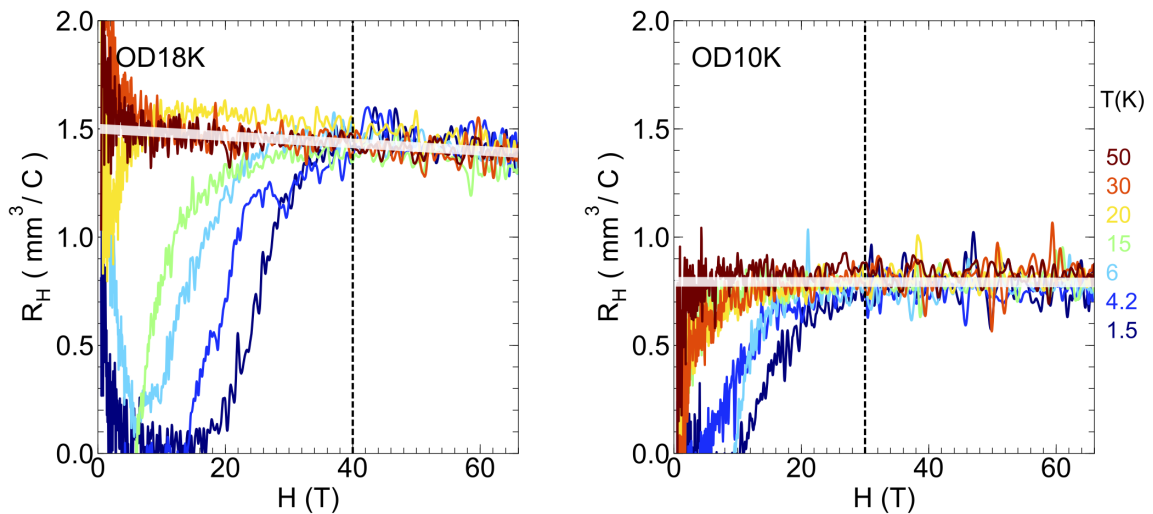


FIGURE 7.1 Isothermes du coefficient de Hall en fonction du champ magnétique : 1.5, 4.2, 6, 10, 15, 20, 30 et 50K. Au-delà des lignes tiretées à $H = 40 \text{ T}$ pour OD18K et $H = 30 \text{ T}$, l'état normal est atteint à toutes les températures. Les bandes blanches montrent la tendance monotone en champ magnétique; une valeur constante pour OD10K et une légère décroissance pour OD18K.

Dépendance en température

La figure 7.2 montre la dépendance en température du coefficient de Hall mesuré à Sherbrooke à 16T (ligne pleine foncée), Nimègue à 33T pour OD10K (ligne pleine rose) et à partir d'une coupe en champ à 64T de Toulouse (cercles pleins). L'échantillon OD10K ne montre pas de dépendance en température, la valeur extrapolée à $T = 0$ est donc la même qu'à $T = 1.5 \text{ K}$, soit $R_H(T = 0, H \rightarrow 0) = 0.8 \pm 0.1 \text{ mm}^3/\text{C}$. Dans OD18K, on observe une très légère décroissance en température. De plus, l'écart entre les données à $H = 16 \text{ T}$ et $H = 64 \text{ T}$ reflète la décroissance en champ magnétique discutée à la figure 7.1. Cet effet

est corrigé par l'extrapolation à $H \rightarrow 0$ donnant $R_H(T = 0, H \rightarrow 0) = 1.5 \pm 0.2 \text{ mm}^3/\text{C}$, ce qu'illustre la bande bleu clair de la figure 7.2.

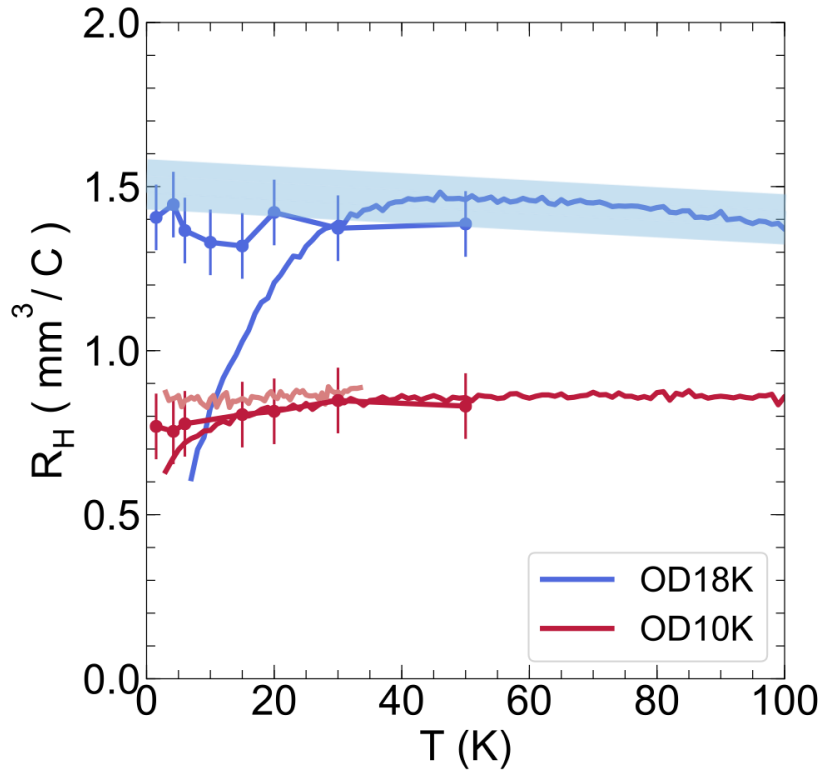


FIGURE 7.2 Coefficient de Hall en fonction de la température mesuré à Sherbrooke $H = 16 \text{ T}$ (lignes continues foncées), Nimègue $H = 33 \text{ T}$ (ligne continue claire) et Toulouse $H = 64 \text{ T}$ (cercles pleins). R_H est constant dans OD10K, tandis qu'il y a une légère décroissance en température pour OD18K. La bande bleu claire guide l'oeil à la projection à $T \rightarrow 0$ et $H \rightarrow 0$ pour OD18K. La valeur de R_H à $T \rightarrow 0$ fait un saut de OD10K à OD18K.

Pour conclure la présentation des données, nous comparons les mesures de Sherbrooke à $H = 16 \text{ T}$ avec les données de littérature présentées à la figure 7.3. Rappelons que nous avons noté une grande variabilité déjà présente dans la littérature avec des valeurs jusqu'à deux fois plus grande d'un système à l'autre. Les cristaux La-Bi2201 OD24K et OD30K avec des compositions en lanthane de $x = 0.24$ et 0.30 (jaune et orange) [87] présentent une dépendance en température similaire à celle de OD18K ($x = 0.2$) : R_H augmente significativement en diminuant la température jusqu'à l'atteinte de maximum, puis entame une chute. La dépendance en température des couches minces dopées en oxygène (vert) [81]

est moins importante, ce qui s'apparente davantage à OD10K.

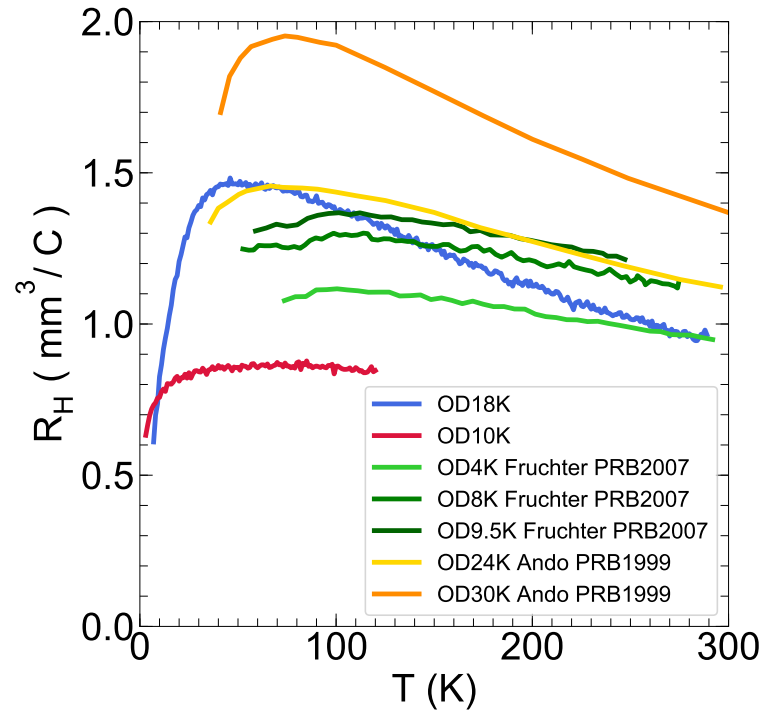


FIGURE 7.3 Comparaison du coefficient de Hall avec la littérature. Les cristaux La-Bi2201 OD24K et OD30K de composition $x = 0.24$ et 0.30 [87] (jaune et orange) ont une dépendance en température similaire à OD18K (bleu) : R_H diminue en température. Les couches minces dopées en oxygène [81] (vert), ont une dépendance moins prononcée en température, ce qui est plus similaire à OD10K (rouge).

En résumé, nous observons que :

- Pour les mesures d'effet Hall, l'état normal est atteint à 40T dans OD18K et à 30T dans OD10K, soit à plus bas champ que pour la résistivité.
- Dans OD10K, R_H est constant, tandis qu'il diminue légèrement avec le champ magnétique dans OD18K.
- Le coefficient de Hall n'a pas de dépendance en température dans OD10K, tandis qu'il y a une légère décroissance en température dans OD18K
- La valeur du coefficient de Hall dans l'état normal de OD18K $R_H(T = 0, H \rightarrow 0) = 1.5 \pm 0.2 \text{ mm}^3/\text{C}$ est près du double de celle de OD10K $R_H(T = 0, H \rightarrow 0) = 0.8 \pm 0.1 \text{ mm}^3/\text{C}$

7.2 Chute de la densité de porteurs

Tel qu'indiqué dans la section précédente, le coefficient de Hall à $T \rightarrow 0$ passe de 0.8 à $1.5 \text{ mm}^3/\text{C}$ en s'éloignant de p^* de OD10K à OD18K. Comme les remontées de la résistivité à basses températures, ce comportement vérifie que la densité de porteurs chute près de p^* dans Bi2201. En figure 7.4, nous traçons le nombre de Hall¹ en fonction du dopage donné par ARPES [42]. Ce dernier est déterminé à partir du diagramme de phase de la figure 4.4b et de la température critique des cristaux. Tel que précisé dans la section 4.2-Dopage, cette façon d'estimer le dopage est approximative étant donné la variabilité des compositions. De manière qualitative, la figure 7.4 montre que Bi2201 reproduit la chute du nombre de Hall observée dans YBCO [51] et NdLSCO [46]. Du point de vue quantitatif, les valeurs du nombre de Hall se situent bien dans l'intervalle passant de $1 + p$ à p . Ces résultats supportent donc en particulier que n_H chute de $1 + p$ à p au passage de p^* . Notons toutefois que nous n'avons que 2 points pour supporter ce résultat, il faudrait donc sonder un plus grand nombre de dopages pour compléter notre étude du point critique p^* dans Bi2201.

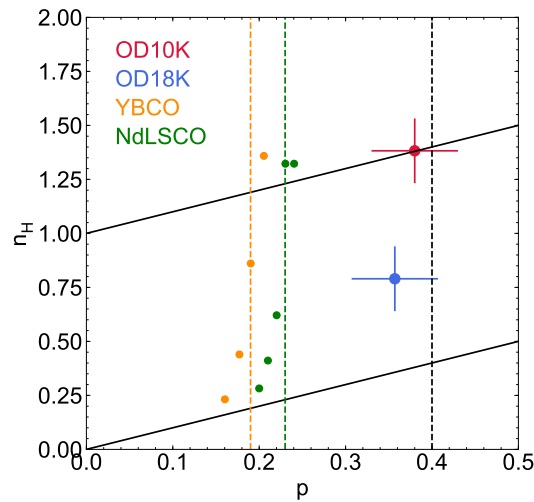


FIGURE 7.4 Chute du nombre de Hall à p^* dans Bi2201 en fonction du dopage estimé par ARPES [42] comparé à YBCO [51] et NdLSCO [46]. Comme pour YBCO et NdLSCO, le nombre de Hall chute près de p^* dans un intervalle de valeur passant de $1 + p$ à p .

1. $n_H = eR_H/V$ où $V = 177.2 \text{ \AA}^3$ est le volume par atome de cuivre, soit par formule unité.

Chapitre 8

Conductivité thermique

Les intérêts et avantages d'une mesure de conductivité thermique ont été présentés à la section 2.3. En particulier, le fait de pouvoir découpler la contribution électronique de la contribution phononique en traçant κ/T en fonction de la température. Dans le présent chapitre, nous analysons les données de conductivité thermique de OD18K et OD10K à l'aide des notions introduites au chapitre 2. L'objet de ces mesures consiste à vérifier la loi de Wiedemann-Franz, ce qui est abordé à la fin de ce chapitre. En effet, rappelons que malgré l'exotisme de la phase pseudogap et du dopage critique p^* , il a été vérifié entre autres dans NdLSCO [61] que la loi de Wiedemann-Franz est satisfaite dans ces régions du diagramme de phase. Ainsi, nous souhaitons vérifier le caractère universel au sein de la famille des cuprates de cette propriété qui posent d'importantes contraintes sur la nature et le comportement des quasi-particules dont il est question.

Les données présentées dans ce chapitre ont été mesurées à Sherbrooke dans un réfrigérateur à dilution à l'aide d'une bobine pouvant produire un champ magnétique de 15T. Les mesures ont été effectuées à l'automne 2017 avec l'aide de Francis Laliberté.

8.1 Présentation des données

La figure 8.1 présente la dépendance en température de κ/T à 0, 5, 10 et 15T pour OD18K et 0, 10 et 15T pour OD10K. Un fit linéaire est effectué sur l'intervalle de température de 100 à 300mK afin d'extraire le terme résiduel électronique κ_0/T . La tendance linéaire montre que la contribution phononique est sujette à la diffusion électron-phonon.

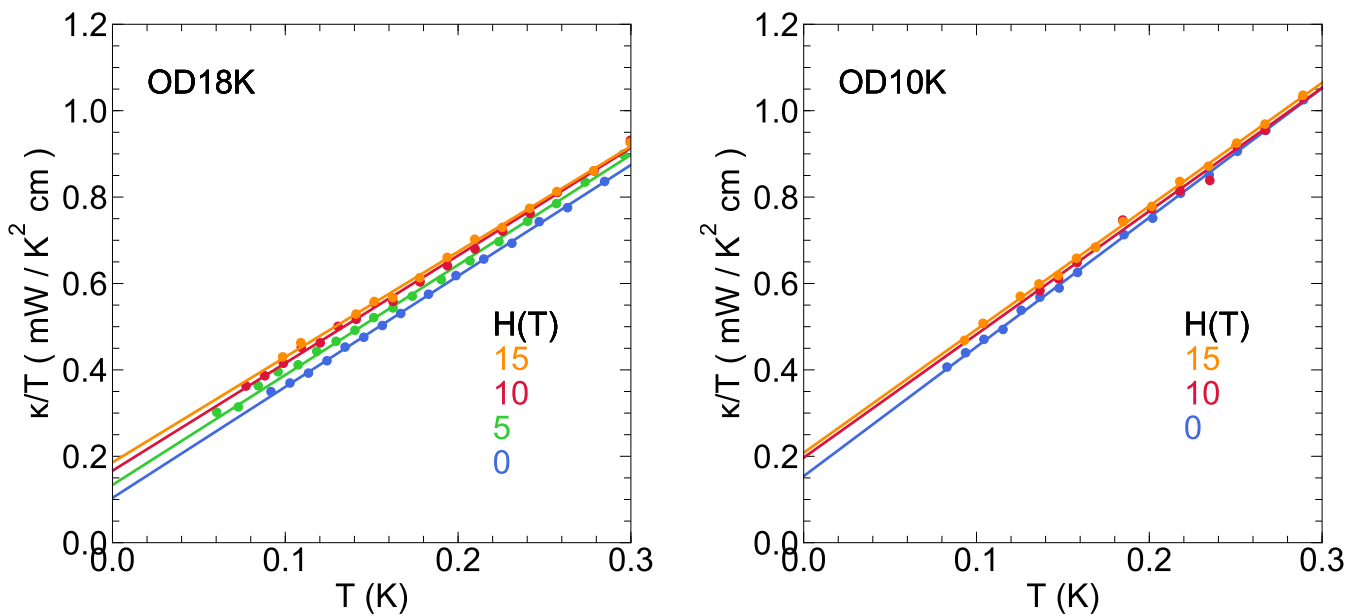


FIGURE 8.1 Conductivité thermique en fonction de la température. κ/T versus T dans OD18K à $H = 0, 5, 10, 15$ T et OD10K à $H = 0, 10, 15$ T. Pour les deux dopages, le terme résiduel κ_0/T augmente légèrement. La similitude entre les courbes à 10 et 15T indique que l'état normal est atteint ou presque.

À la figure 8.2, nous traçons les contributions phononique β et électronique κ_0/T de la conductivité thermique ($\kappa/T = \beta T + \kappa_0/T$). Les incertitudes sont déterminées en faisant varier l'intervalle de fit de [0.08K; 0.3K] à [0.1K; 0.4K]. La valeur moyenne est calculée avec l'intervalle [0.1K; 0.3K]. La pente β diminue (bien que très faiblement) avec le champ magnétique (fig. 8.2a) ce qui supporte l'hypothèse de diffusion électron-phonon; dans la phase supraconductrice, le champ libère des quasi-particules sources de diffusion pour les phonons. Du côté du terme résiduel électronique, les valeurs à champ nul de κ_0/T sont 0.10 ± 0.01 mW/K²cm et 0.150 ± 0.005 mW/K²cm pour OD18K et OD10K. La contribution électronique légèrement plus faible de OD18K est donc cohérente avec une diminution de

la densité de porteurs. Rappelons que Bi2201 appartient à la limite sale, il n'est donc pas attendu de vérifier un lien de proportionnalité entre le terme résiduel et la grandeur du gap (ou encore T_c) $\kappa_0/T \sim 1/\Delta_0$. Avec le champ magnétique, les termes résiduels κ_0/T des deux composés augmentent (fig. 8.2b), mais la superposition des données à 10 et 15T dans OD18K suggèrent que l'état normal est atteint ou presque à $H = 15$ T.

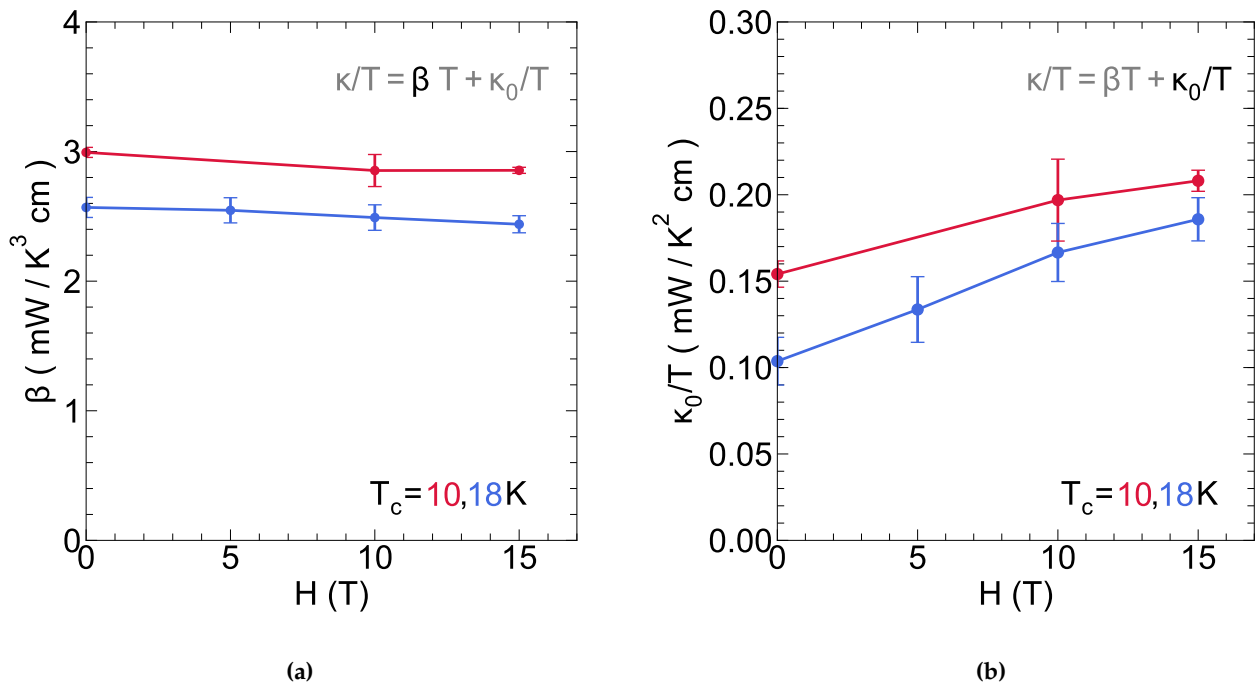


FIGURE 8.2 Contributions phononique et électronique de la conductivité thermique dans OD18K et OD10K. (a) Pente de κ/T en fonction de la température correspondant à la contribution des phonons. La légère diminution en champ magnétique reflète l'augmentation de la diffusion électron-phonon avec la densité croissante de quasi-particules libérées. **(b)** Terme résiduel électronique qui augmente en champ magnétique et tend vers la saturation à $H = 15$ T.

L'étude du rapport des conductivités thermiques résiduelles dans l'état normal et à champ nul donne les valeurs $\kappa_0/\kappa_N \sim 0.6$ dans OD18K et $\kappa_0/\kappa_N \sim 0.7$ dans OD10K. Rappelons que dans Tl2201 sur-dopé ce rapport était de 0.3 [7], tandis que dans NdLSCO $p = 0.24$, c'était 0.7 [61]. Ceci permet de conclure que le niveau d'impuretés des échantillons de Bi2201 étudiés dans ce mémoire se compare à celui de NdLSCO, les deux composés appartenant à la limite sale.

8.2 Loi de Wiedemann-Franz

En figure 8.3a, nous reprenons les valeurs de termes résiduels κ_0/T en fonction du champ magnétique de OD18K et OD10K afin de les comparer aux termes électriques de la loi de Wiedemann-Franz L_0/ρ_0 . Ces derniers sont obtenus à partir de l'analyse quadratique de la magnétorésistance : nous prenons une coupe à 15T des fonctions en H^2 de la figure 6.8, celle-ci est tracée en fonction de la température à la figure 8.3b (cercles ouverts), puis nous extrayons la valeur extrapolée à $T = 0$. Rappelons toutefois que, tel que la section 6.2-*Magnétorésistance* le dépeint, l'analyse quadratique de la MR ne reproduit que partiellement les données. Une erreur additionnelle due au facteur géométrique doit être considérée, car nous n'avons pas utilisé les mêmes contacts pour ρ et κ . Nous illustrons ces sources d'erreurs (10% sur ρ_0) grâce aux bandes claires entourant les lignes L_0/ρ_0 à la figure 8.3a. Somme toute, pour chacun des échantillons, le terme thermique κ_0/T tend vers le valeur électrique L_0/ρ_0 , vérifiant ainsi le loi de Wiedemann-Franz. Ce résultat confirme par ailleurs que le courant électrique circule de manière uniforme au sein de l'échantillon, éliminant la possibilité de contamination du signal selon l'axe c .

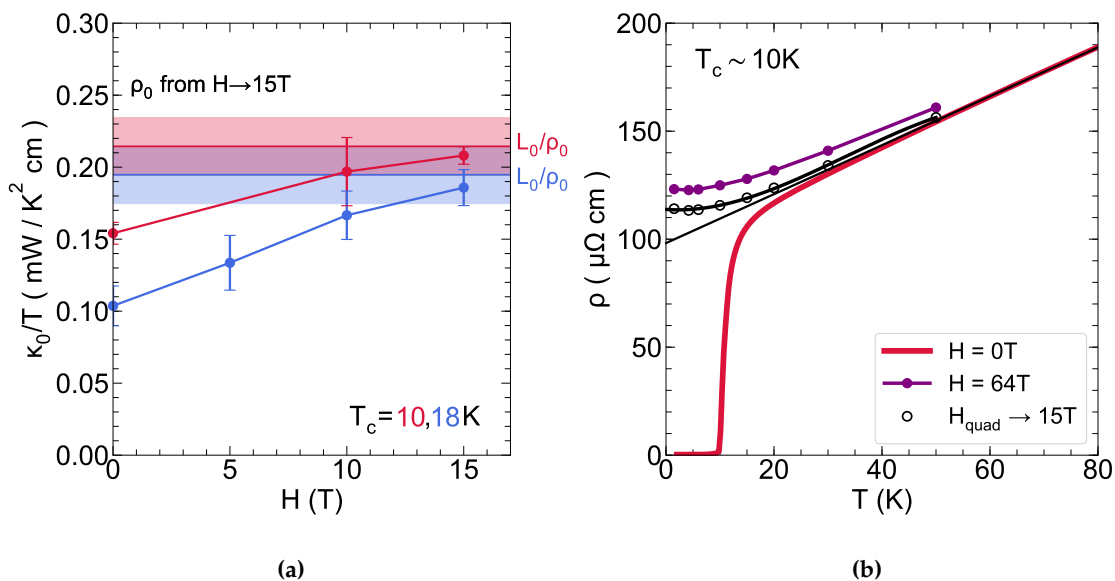


FIGURE 8.3 Vérification de la loi de Wiedemann-Franz. (a). Comparaison du terme thermique κ_0/T au terme électrique $L_0\sigma_0$ de la loi de Wiedemann-Franz dans OD10K et OD18K. Dans les deux cristaux, les composantes thermique et électrique tendent vers la même valeur indiquant la satisfaction de la loi de WF. **(b)** Extraction du terme électrique de la loi de WF ρ_0 . La coupe à $H = 15\text{T}$ de l'extrapolation quadratique des isothermes en champ magnétique (fig. 6.8) est tracée en fonction de la température et extrapolée à $T = 0$.

Effet Hall thermique

Tel que décrit à la section 2.4, des mesures d'effet Hall thermique dans la famille des (Eu,Nd)-LSCO ont révélé une nouvelle signature de l'entrée dans la phase pseudogap : un grand signal négatif de κ_{xy}/T . Nous présentons donc dans cette section les données obtenues dans Bi2201 validant l'universalité de cette signature au sein des cuprates. Ces mesures ont été prises à Sherbrooke au cours de l'hiver 2018 avec Anaëlle Legros, Étienne Lefrançois et Gaël Grissonanche. Elles ont été effectuées à l'aide d'un insert à température variable et sous l'effet d'un champ magnétique produit par une bobine supraconductrice allant jusqu'à 15T.

9.1 Grand effet Hall thermique négatif dans la phase pseudogap

À la figure 9.1, nous comparons κ_{xy}/T à $H = 15\text{T}$ au terme électrique de la loi de Wiedemann-Franz, $L_0\sigma_{xy}$. Ce dernier est obtenu avec la formule suivante qui suppose simplement que σ_{xy} est proportionnel au champ, ce qui permet d'en déduire la valeur à $H = 15\text{ T}$ à partir des mesures de résistivité longitudinales et transverses à $H = 16\text{ T}$ présentées aux figures 6.1 et 7.2 :

$$\sigma_{xy}(15\text{T}) = \left(\frac{\rho_{xy}(16\text{T})}{\rho_{xy}^2(16\text{T}) + \rho_{xx}^2(16\text{T})} \right) \left(\frac{15\text{T}}{16\text{T}} \right) \quad (9.1)$$

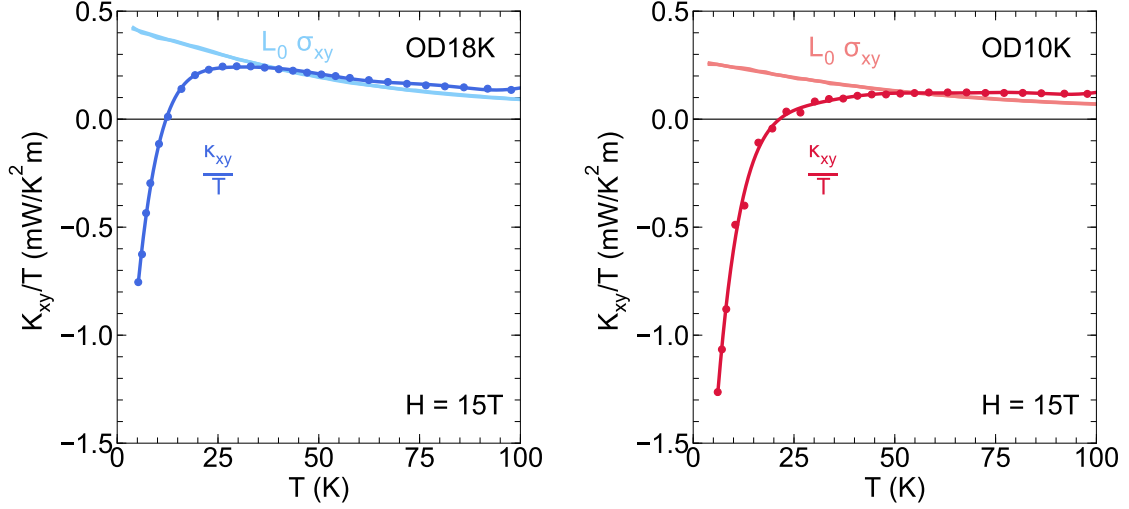


FIGURE 9.1 Comparaison des conductivités de Hall thermique et électrique en fonction de la température. κ_{xy}/T et $L_0\sigma_{xy}$ en fonction de la température à $H = 15$ T dans (a) OD18K et (b) OD10K. Aux deux dopages, à haute température, les termes électrique et thermique sont comparables, relativement constants et positifs. À mesure que la température diminue, κ_{xy}/T chute adoptant une valeur importante négative.

À haute température, les conductivités thermiques transverses et électriques ont des valeurs comparables. Lorsque la température diminue, κ_{xy}/T décroît significativement, adoptant une valeur négative alors que σ_{xy} demeure positif jusqu'à $T \rightarrow 0$. Notons que ce résultat n'est pas une violation de la loi de Wiedemann-Franz. Les mesures de κ_{xy} n'ayant pas atteint le régime sub-Kelvin, nous ne pouvons statuer du comportement à $T \rightarrow 0$, là où est valide la loi de Wiedemann-Franz. Le comportement de κ_{xy}/T dans Bi2201 reproduit celui observé dans Nd-LSCO, LSCO et Eu-LSCO pour $p < p^*$ [64] tel qu'illustré à la figure 9.2. Soulignons que le système Bi2201 se distingue de la famille des (Eu,Nd)LSCO tant par sa composition que son diagramme de phase. L'observation de cette signature dans Bi2201 constitue donc un argument clé à l'universalité de cette signature.

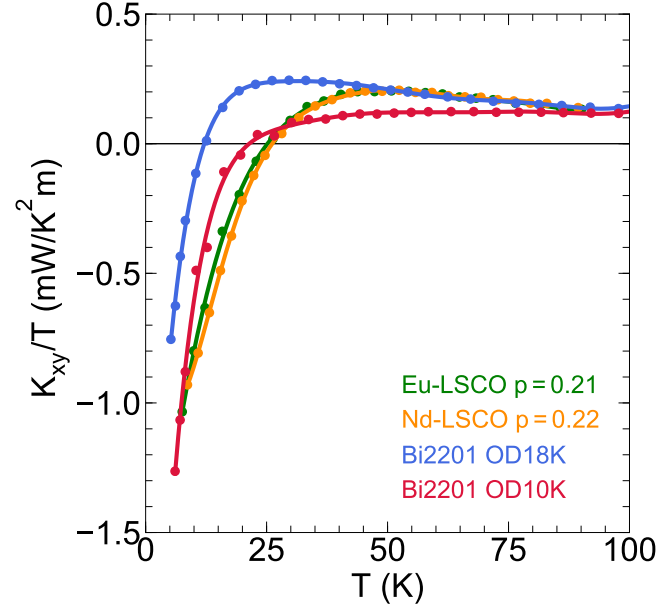


FIGURE 9.2 Comparaison de l'effet Hall thermique à proximité de p^* dans Eu-LSCO, Nd-LSCO et Bi2201. κ_{xy}/T en fonction de la température à $H = 15$ T dans Eu-LSCO $p = 0.22$, Nd-LSCO $p = 0.21$ et Bi2201 OD18K et OD10K. Les trois composés montrent le même comportement à proximité de p^* dans la phase pseudogap, à basse température il y a un grand effet hall thermique négatif.

Tel que discuté à la section 2.4, étant donné le signe négatif de l'effet Hall thermique, celui-ci ne peut pas être généré par les porteurs de charges. De plus, l'ampleur du signal rend peu probable que la diffusion de phonons sur des spins en soit la cause. Ce résultat démontrent donc qu'il y a une contribution additionnelle à κ_{xy} . D'un point de vue théorique, il a été montré qu'un tel effet pourrait provenir d'un état paramagnétique avec chiralité de spin [108] ou encore de la réponse du moment magnétique orbital d'un antiferroaimant de Heisenberg [109]. Un autre scénario envisagé est celui d'un ordre topologique où la contribution de spins neutres serait en cause [110].

Chapitre 10

Effet Seebeck

Nous avons vu à la section 2.5 que l'effet Seebeck se démarque des autres coefficients de transport par sa grande sensibilité à la densité d'états et au taux de diffusion. En particulier, en ce qui a trait au pseudogap, le saut de $S/T (T \rightarrow 0)$ en dopage à travers p^* traduit la chute de densité de porteurs également perçue en résistivité et en effet Hall. De plus, à p^* dans NdLSCO et EuLSCO, la divergence de S/T en $\log(1/T)$ suggère un point critique quantique. Dans ce contexte, nous présentons dans ce chapitre, nos mesures d'effet Seebeck dans OD10K et OD18K, et leur interprétation.

Les cristaux ont été mesurés dans un premier temps à Sherbrooke à 0 et 18T (figure 10.1a) durant l'été 2017 avec Adrien Gourgout, Anaëlle Legros et Sven Badoux. Ils ont ensuite été étudiés en champs magnétiques intenses statiques jusqu'à 34T (figure 10.3) lors d'une mission au LNCMI Grenoble du 2 au 7 octobre 2017 à laquelle ont participé Anaëlle Legros, Marie-Eve Boulanger, Nicolas Doiron-Leyraud, Sven Badoux et moi-même. Enfin, l'effet Seebeck de l'échantillon OD10K a de nouveau été mesuré à Sherbrooke à l'hiver 2018 en même temps que l'effet Hall thermique à 0, 5, 10 et 15T avec Anaëlle Legros, Étienne Lefrançois et Gaël Grissonnanche (figure 10.1b).

10.1 Présentation des données

10.1.1 Dépendance en température

À la figure 10.1, nous présentons les données prises à Sherbrooke à 0 et 18T dans OD18K et 0, 5, 10 et 15T dans OD10K. S/T en fonction de la température présente un comportement similaire pour les deux dopages, à commencer par un signe négatif sur tout le domaine de température étudié. À mesure que l'on descend en température, S/T augmente légèrement et atteint un maximum avant d'entamer une importante chute. Celle-ci prend fin à la transition supraconductrice. Nous n'observons pas de dépendance significative en champ magnétique, hormis le déplacement de la transition supraconductrice vers de plus faibles valeurs de températures. Pour OD18K à $H = 18T$, nous détectons le début de la transition à 7K, tandis qu'il n'est pas visible à $H = 15T$ dans OD10K à la plus basse température mesurée, soit 6K. Nous souhaitons sonder le régime des basses températures dans l'état normal, c'est pourquoi nous présentons à la section 10.1.3 des mesures en champs magnétiques intenses. Avant de présenter ces données, nous comparons les mesures de Sherbrooke à la littérature.

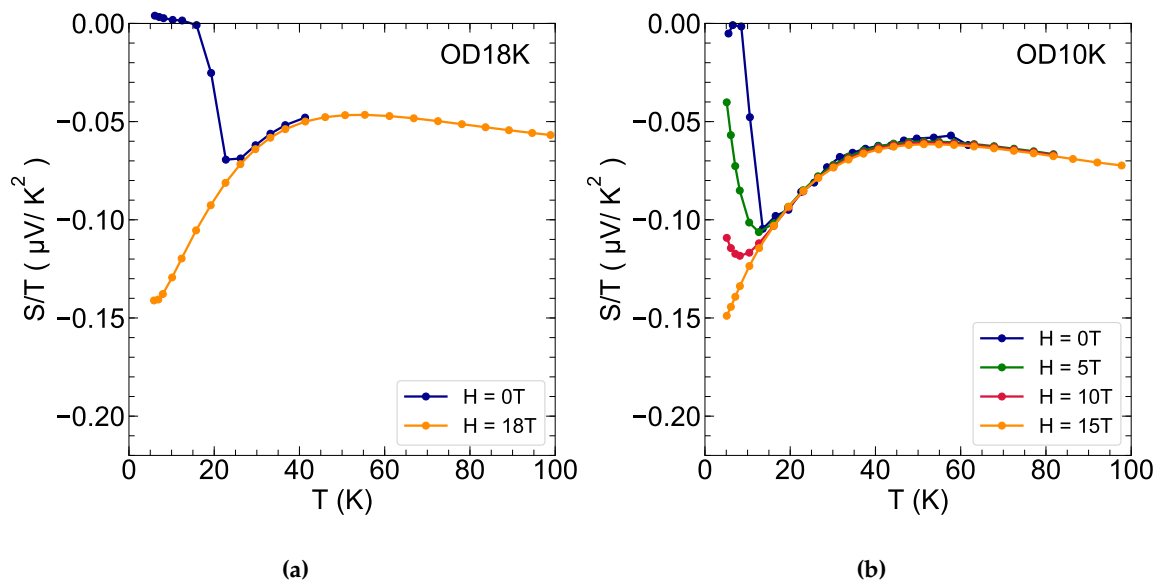


FIGURE 10.1 S/T en fonction de la température dans (a) OD18K à $H = 0, 18T$ et (b) OD10K à $H = 0, 5, 10, 15T$. Le comportement en température de l'effet seebeck des deux dopages est similaire : en descendant la température, S/T augmente légèrement, atteint un maximum, puis chute de manière significative jusqu'à la transition supraconductrice qui ramène la valeur à 0.

10.1.2 Comparaison à la littérature

À la figure 10.2, nous reprenons la figure 4.15 qui rassemble les mesures d'effet Seebeck effectuées dans différents systèmes Bi2201 provenant de la littérature, avec les données à champ nul de OD10K et OD18K. Les systèmes en questions sont des couches minces Bi2201 dopées à l'oxygène [95] (vert), des cristaux Bi2201 dopés à l'oxygène [102] (orange) et des cristaux (Pb,Li)-Bi2201 dopés en plomb et en lanthane [102] (mauve).

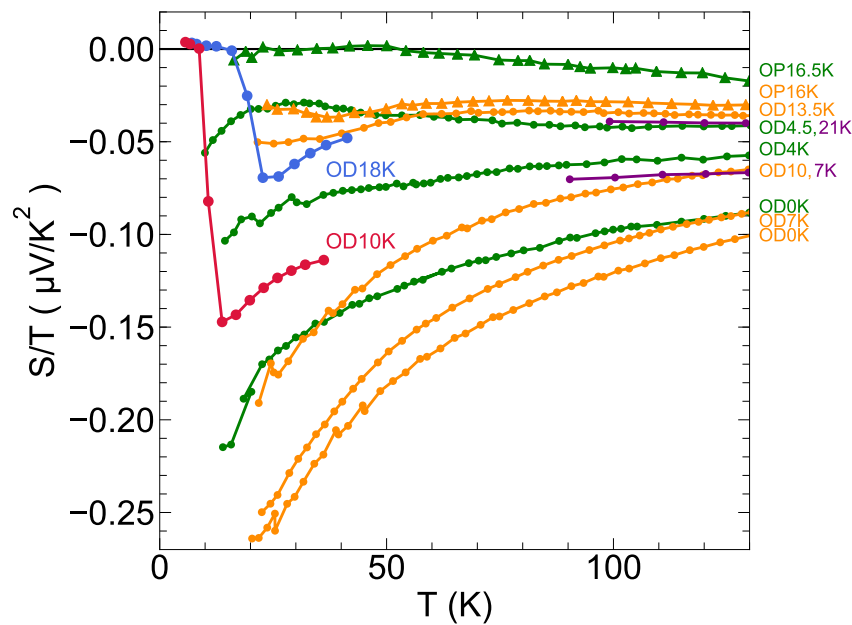


FIGURE 10.2 Comparaison de l'effet Seebeck provenant de la littérature avec OD10K et OD18K. S/T en fonction de la température dans des couches minces Bi2201 dopées à l'oxygène [95] (vert), des cristaux Bi2201 dopés à l'oxygène [101] (orange), des cristaux (Pb,Li)-Bi2201 dopés en plomb et lanthane [102] (mauve) en comparaison avec OD18K (bleu) et OD10K (rouge) de la présente étude. OD18K présente un comportement très similaire au cristal Bi2201 dopé en oxygène OD13.5K ainsi que le cristal (Pb,Li)-Bi2201 OD21K. Pour sa part, OD10K s'apparente à (Pb,Li)-Bi2201 OD7K.

De manière générale, l'ordre de grandeur des courbes de S/T de notre étude correspond aux tendances observées dans les autres systèmes Bi2201. Toutefois, l'évolution de S/T de OD18K et OD10K ne reproduit pas le comportement observé à basse température dans les couches minces. Notons d'une part que ces systèmes sont uniquement dopés en oxygène, il en résulte une température critique maximale de 16.5K, soit environ 20K de moins que dans

les cristaux dopés au lanthane. Par ailleurs, les résultats dans les couches minces dopées en oxygène diffèrent de ceux obtenus dans les cristaux dopés en oxygène ayant une température critique maximale similaire ($T_{c,max} = 16K$). Cette différence pourrait donc venir des effets de basse dimensionalité parfois présents dans les couches minces et qui peuvent modifier certaines propriétés des matériaux. Si nous comparons maintenant avec les cristaux, l'effet Seebeck de OD18K est quantitativement proche de celui du cristal dopé en oxygène OD13.5K. De plus, si nous extrapolons OD18K en température de manière similaire aux composés voisins, celui-ci est très proche du cristal (Pb,La)-Bi2201 OD21K. Du côté OD10K, il y a un décalage par rapport au cristal dopé en oxygène de la même température critique et une extrapolation en température révèle un comportement près de (Pb,La)-Bi2201 OD7K. Bref, nos résultats reproduisent qualitativement les tendances observées dans la littérature (pour les cristaux) et, en particulier, nous observons une correspondance quantitative entre notre OD18K et le cristal (Pb,La)-Bi2201 OD21K, ainsi que notre OD10K et (Pb,La)-Bi2201 OD7K.

10.1.3 Dépendance en champ magnétique

En vue d'étudier le comportement de S/T dans l'état normal à basse température, nous avons mesuré OD18K et OD10K sous l'influence d'un champ magnétique jusqu'à 34T. La figure 10.3 présente les isothermes de S/T à 2, 5, 9 et 13K pour OD18K et 2, 5 et 9K pour OD10K. L'état normal à 2K est atteint respectivement à $\sim 30T$ et $\sim 20T$. Nous observons une légère augmentation de S/T en champ magnétique une fois l'état normal atteint. Cette dépendance est probablement affectée par l'approximation d'un gradient de température constant en champ magnétique. En effet, nous prenons la valeur du gradient de température à champ nul pour le calcul de l'effet Seebeck ce qui présume qu'il n'y a aucune dépendance de celui-ci en champ. Or si ce n'est pas le cas et que le voltage suit la tendance thermique, l'estimation de S/T à partir du gradient à champ nul donne en une évolution en champ magnétique amplifiée, particulièrement à haut champ où l'effet sera plus important. D'autre part, nos mesures montrent que le signe négatif de l'effet Seebeck est préservé en température et en champ pour les deux dopages. Enfin, l'aspect frappant de ces données est la grande augmentation de $|S/T|$ entre 5K et 2K. Celle-ci suggère en effet une divergence de S/T en température. Afin d'étudier cette dépendance en température, nous prenons une coupe des isothermes à 30T pour OD18K et 20T pour OD10K à partir des rampes en champ magnétique.

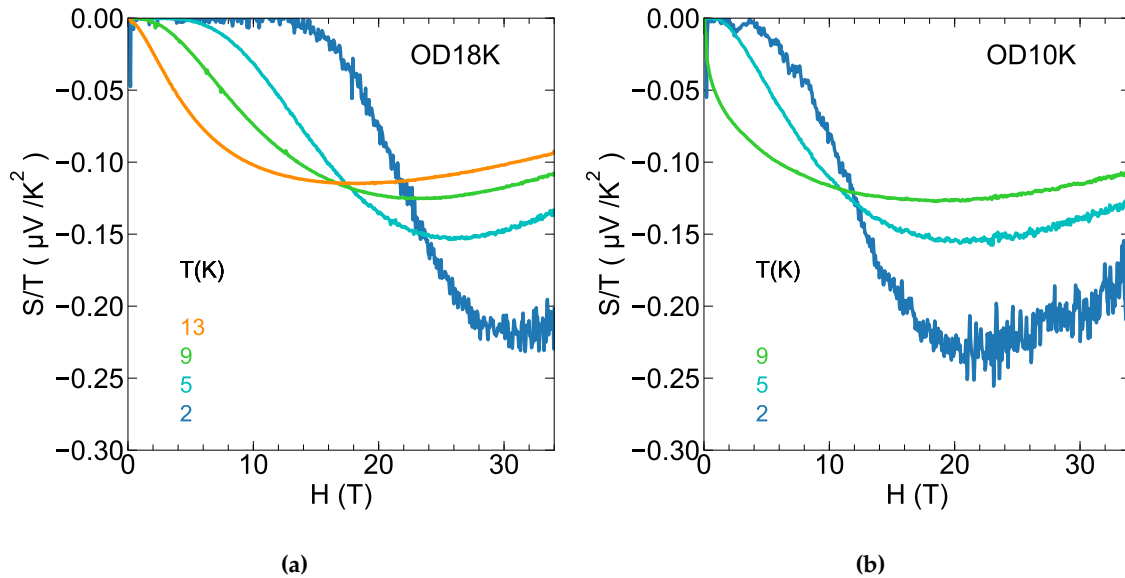


FIGURE 10.3 Isothermes du coefficient de Seebeck divisé par la température en fonction du champ magnétique dans (a) OD18K à $T = 2, 5, 9, 13$ K et (b) OD10K à $T = 2, 5, 9$ K. À la plus basse température étudiée, $T = 2$ K, l'état normal est respectivement atteint à $H \sim 30$ T et $H \sim 20$ T. Une fois dans l'état normal, S/T augmente légèrement avec le champ magnétique, ce qui pourrait être dû à l'approximation d'un gradient de température constant en champ magnétique.

10.1.4 Dépendance en température avec champ intense

À la figure 10.4 nous reprenons les dépendances en température de la figure 10.1 dans OD18K et OD10K et y ajoutons les valeurs de l'état normal jusqu'à 2K obtenues au LNCMI-Grenoble. L'écart dans OD18K entre les valeurs à 30T (9 et 13K) et 18T peut être expliqué par l'augmentation de S/T en champ magnétique qui, tel qu'expliqué au paragraphe précédent, pourrait être amplifiée par l'approximation du gradient de température constant en champ. Pour les deux cristaux, l'importante chute mesurée jusqu'à ~ 7 K respectivement à 18T et 15T dans OD18K et OD10K continue de s'accroître jusqu'à 2K à 30T et 20T. Tel que mentionné à la section précédente, cette chute suggère une divergence de S/T . Nous traçons donc S/T en fonction du logarithme de la température à la figure 10.5. Nous y voyons alors que S/T suit approximativement une divergence logarithmique. Rappelons que selon l'équation 2.21, S/T peut être exprimé en termes de la chaleur spécifique par porteur et que la divergence logarithmique en température de la chaleur spécifique est l'une des signatures de la criticité quantique. Enfin, pour appuyer ce résultat, soulignons que des cristaux de mêmes dopages ont parallèlement été mesurés en chaleur spécifique par Clément Girod (étudiant au doctorat

en co-tutelle avec Louis Taillefer à Sherbrooke et Thierry Klein à Grenoble). Cette étude révèle une dépendance en $\log(T)$ de la chaleur spécifique.

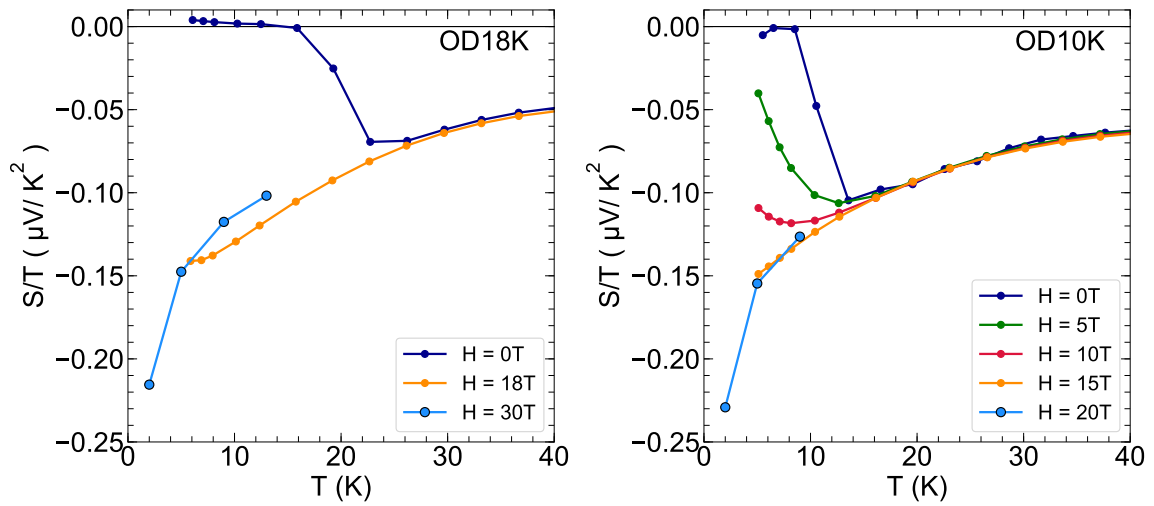


FIGURE 10.4 S/T en fonction de la température avec données en champs intenses. L'importante chute en température observée jusqu'à 7K dans OD18K (OD10K) à 18T(15T), se poursuit jusqu'à 2K lorsqu'un champ de 30T(20T) est appliqué. Dans OD10K, les données à $H = 15\text{ T}$ et 20T se superposent, tandis qu'il y a un écart entre les données $H = 18\text{ T}$ et 30T de OD18K. Cet écart pourrait être dû à l'approximation d'un gradient thermique constant en champ magnétique.

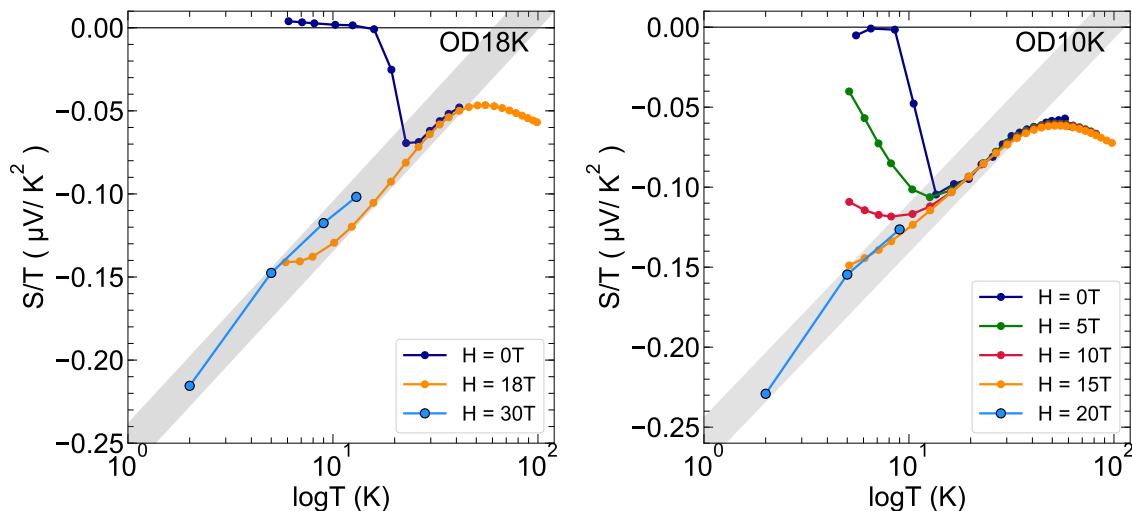


FIGURE 10.5 S/T en fonction du logarithme de la température avec données en champs intenses. L'important chute de S/T mesurée jusqu'à 7K dans OD18K (OD10K) à 18T(15T), se poursuit jusqu'à 2K lorsqu'un champ de 30T(20T) avec une tendance approximativement en $\log(T)$. La bande grise guide l'oeil pour telle dépendance, soit linéaire en $\log(T)$.

Pour compléter cette discussion sur la divergence logarithmique de l'effet Seebeck, nous comparons le résultat obtenu dans OD10K à celui de NdLSCO $p = 0.24$ à $H = 15$ T [71] et EuLSCO $p = 0.24$ à $H = 10$ T [72]. En traçant $|S/T|$, nous remarquons que la pente dans Bi2201 OD10K est plus faible que dans les deux autres composés. Il serait tentant d'interpréter cette comparaison des pentes en termes de la proximité à un point critique quantique. Rappelons toutefois, que Bi2201 diffère des deux autres composés par le signe de S/T et de la pente, il faudrait donc d'abord comprendre ce contraste pour tirer de plus amples conclusions.

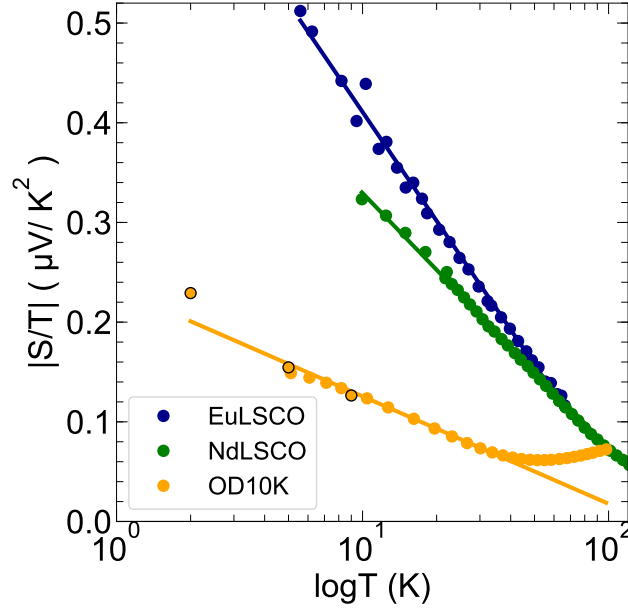


FIGURE 10.6 Comparaison de la divergence logarithmique de $|S/T|$ en fonction de la température avec d'autres cuprates. $|S/T|$ en fonction de $\log(T)$ dans OD10K comparé à NdLSCO $p = 0.24$ à $(H = 15 \text{ T})$ [71] et EuLSCO $p = 0.24$ ($H = 10 \text{ T}$) [72]. Les droites (bleue, verte et jaune) sont des fits linéaires des données guidant l'oeil à une dépendance en $\log(1/T)$. La pente d'un tel fit pour Bi2201 est plus petite que pour NdLSCO et EuLSCO.

10.2 Interprétation des résultats

En conclusion de ce chapitre, nous avons vu d'une part que S/T dans les échantillons OD10K et OD18K présente un comportement quantitativement très similaire en température et en champ magnétique. Il n'y a donc pas d'indication de chute de la densité de porteurs en effet Seebeck à moins que celle-ci ne soit compensée par une chute de la masse effective (équation 2.20). La seconde conclusion de notre étude est l'observation d'une divergence approximativement logarithmique de S/T qui suggère la présence d'un point critique quantique. Ce résultat est appuyé par une dépendance en $\log(T)$ mesurée en chaleur spécifique dans des échantillons de mêmes dopages par Clément Girod. Enfin, notons, tel que rapporté antérieurement dans la littérature (figure 4.15), que nous mesurons un coefficient de Seebeck négatif. Dans le contexte des équations 2.20 et 2.21, S/T est relié au signe des porteurs, or étant donné la surface de Fermi de type trou [42] et la valeur positive de l'effet Hall, il serait attendu que l'effet Seebeck soit également positif. Toutefois, ces équations reposent sur

deux approximations : un taux de diffusion isotrope et une densité d'états correspondant à une dispersion parabolique. Dans les cuprates, l'anisotropie du taux de diffusion reste inconnue. De plus, dans le cas de Bi2201 la proximité à une singularité de van Hove dans le régime sur-dopé invalide l'approximation d'une densité d'états constante. D'ailleurs, un calcul d'effet Seebeck dans ce composé fait à partir de la relation de dispersion mesurée par ARPES [97] ou à partir du modèle de liaisons fortes prenant en compte la proximité à une singularité de van Hove [101], prédit un signe négatif. De manière plus générale au sein de la famille des cuprates, des simulations de l'effet Seebeck [111] à basse température dans l'état normal ont été effectuées selon trois théories phénoménologiques : champ moyen antiferromagnétique, champ moyen spiral antiferromagnétique et Yang-Rice-Zhang. Réunies sous un même formalisme et en considérant un taux de diffusion constant, les trois théories prédisent un effet Seebeck négatif à proximité de p^* , et ce, pour tous les paramètres de bandes étudiés.

Conclusion

En conclusion de ce mémoire, nous nous sommes penchés sur l'universalité des signatures en transport de la phase pseudogap dans les cuprates. Pour cela, nous avons étudié le composé Bi2201 à l'aide de cinq coefficients de transport : la résistivité, l'effet Hall, la conductivité thermique, l'effet Hall thermique et l'effet Seebeck.

C'est la découverte de propriétés caractéristiques à proximité du point critique p^* de la phase pseudogap dans d'autres cuprates qui est à l'origine de cette quête d'universalité.

En premier lieu, la chute du nombre de Hall à p^* de $n_H = 1 + p$ à $n_H = p$ observée dans YBCO [51] et NdLSCO [46] lança le bal à l'étude d'un ensemble de phénomènes révélant une chute dans la densité de porteurs. Celle-ci se manifeste comme une remontée de la résistivité à basse température [112], une chute du terme résiduel électronique de la conductivité thermique κ_0/T [61] et un saut de $S/T(T \rightarrow 0)$ à travers p^* [69].

Dans un deuxième temps, l'étude de la résistivité linéaire à basse température à proximité du point critique de la phase pseudogap dans LSCO [28], NdLSCO [29] et Bi2212 [30] révéla l'atteinte d'un régime de dissipation planckienne.

Ensuite, la vérification de la loi de Wiedemann-Franz à p^* et dans la phase pseudogap confirma qu'à ces dopages, l'état normal est bel et bien métallique dans NdLSCO [61].

Enfin, des mesures d'effet Hall thermique mirent en lumière une nouvelle signature, soit la détection d'un grand signal négatif de κ_{xy}/T associé à la phase pseudogap [64].

L'objectif de ce projet consistait alors à vérifier si ces phénomènes sont universels au sein de la famille des cuprates. Pour ce faire, nous avons étudié le composé Bi2201. L'idée étant de sonder différents cuprates afin de délier ce qui est inhérent à la famille de supraconducteurs, de ce qui est propre à certains composés.

Le matériau Bi2201 constituait un bon candidat pour ce projet premièrement, car la frontière du pseudogap a été délimitée par RMN [15] et ARPES [85]. Il s'agit d'un cuprate à relativement basse T_c , de sorte qu'il est possible d'atteindre l'état normal en appliquant un champ magnétique intense. Le fait qu'il n'y ait qu'un seul plan CuO_2 par formule unité sim-

plifie l'interprétation des résultats. De plus, les multiples méthodes pour doper ce composé donnent accès à l'ensemble du diagramme de phases. Cette multiplicité induit toutefois une incertitude quant à la définition du dopage, lequel ne peut être exactement déduit à partir de la composition ou de la T_c .

Dans le cadre de ce projet, deux cristaux (crus par Shimpei Ono à Tokyo) ont été mesurés : OD10K et OD18K. Ce dernier se situe dans la phase pseudogap, tandis que OD10K à proximité de la frontière p^* . L'étude de l'état normal dans ce composé requiert l'emploi de champs magnétiques intenses. Plusieurs résultats de ce mémoire ont donc été obtenus au cours de travaux en laboratoires spécialisés à ces fins : LNCMI Toulouse (70T, septembre 2017), Grenoble (35T, octobre 2017) et HMFL à Nimègue (37T, décembre 2017).

Les mesures de résistivité effectuées sur OD10K, à proximité de p^* ont vérifié que le régime de linéarité en température correspondait bien à la limite planckienne. Pour les deux composés, nous avons toutefois observé une légère remontée de la résistivité à basse température qui diminue passant de OD18K à OD10K. Ceci reproduit qualitativement la progression vue dans NdLSCO [46] témoignant de la chute de densité de porteurs. Les mesures d'effet Hall supportent également cette observation. Il y a une diminution du nombre de Hall qui correspond quantitativement à l'intervalle $1 + p$ à p donné par ARPES [42]. Du côté de la conductivité thermique, la loi de Wiedemann-Franz a été vérifiée dans les deux cristaux. Les termes résiduels électroniques des deux dopages sont très similaires et nous notons une très faible élévation de κ_0/T en champ magnétique jusqu'à saturation. Pour sa part, l'effet Hall thermique révéla un grand signal négatif pour les deux échantillons, tel qu'observé dans la famille (Nd,Eu)LSCO [64]. Enfin, Bi2201 se distingue des autres cuprates par un effet Seebeck négatif. Toutefois, comme pour EuLSCO [72] et NdLSCO [71], S/T diverge à basse température, et ce, de manière approximativement logarithmique. Ce résultat est supporté par des mesures de chaleur spécifique montrant une dépendance en $\log(T)$ sur des échantillons de mêmes dopages.

L'étude des cristaux Bi2201 OD10K et OD18K a donc permis de vérifier dans un nouveau composé près de p^* la résistivité linéaire et l'atteinte du régime Planckien, la chute de la densité de porteurs, le maintien de la loi de Wiedemann-Franz, le grand effet Hall thermique négatif dans la phase pseudogap et la divergence de S/T à basse température. Ces résultats constituent donc un argument clé à la quête d'universalité de ces signatures au sein de la famille de cuprates. Afin de valider l'association de ces phénomènes à la phase pseudogap, il serait utile, dans un projet futur, de poursuivre cette étude avec des dopages au-delà de p^* .

Annexe A

Inventaire des échantillons

Cette annexe recense les échantillons fournis par le Pr. Shimpei Ono du *Central Research Institute of Electric Power Industry* à Tokyo.

#	Réception	Nom	Bi :Sr	La	Aimantation	T _c (K)	Mesures	Statut
1	Mai 2017	Bi2201_x0_n1	2.1 :1.9	-	SQUID	9	ADMR	Brisé en 2
2	Mai 2017	Bi2201_x0_n2	2.1 :1.9	-	SQUID	21	-	T _c étrange
3	Mai 2017	Bi2201_x0_n3	2.1 :1.9	-	SQUID	10	Tentatives dopage	sans contact
4	Mai 2017	Bi2201_x0p2_n4		0.2	SQUID	21	Chaleur spécifique	Grenoble
5	Mai 2017	Bi2201_x0p2_n5		0.2	SQUID	21	$\rho, R_H, S, \kappa, \kappa_{xy}$	un contact perdu
6	Mai 2017	Bi2201_x0p2_n6		0.2	SQUID	17	-	Back up H intenses
7	Mai 2017	Bi2201_x0_n7	2.05 :1.95	-	SQUID	11.5	Chaleur spécifique	Grenoble
8	Mai 2017	Bi2201_x0_n8	2.05 :1.95	-	SQUID	11.5	$\rho, R_H, S, \kappa, \kappa_{xy}$	sous pression
9	Mai 2017	Bi2201_x0_n9	2.05 :1.95	-	SQUID	10.5	-	Back up H intenses

#	Réception	Nom	Bi :Sr	La	Aimantation	T _c	Transport	Statut
10	Novembre 2017	Bi2201_x0p3_n10		0.3	-	-	-	Contacts
11	Novembre 2017	Bi2201_x0p3_n11		0.3	VSM/ χ_{AC}	16.5	-	-
12	Novembre 2017	Bi2201_x0p4_n12		0.4	-	-	ρ, R_H	Contacts
13	Novembre 2017	Bi2201_x0p4_n13		0.4	-	-	ρ, R_H	Contacts
14	Novembre 2017	Bi2201_x0p4_n14		0.4	-	-	-	-
15	Novembre 2017	Bi2201_x0p4_n15		0.4	-	-	-	-
16	Novembre 2017	Bi2201_x0p4_n16		0.4	-	-	-	-
17	Novembre 2017	Bi2201_x0p3_n17		0.3	VSM		-	Contacts d'or
18	Novembre 2017	Bi2201_x0p3_n18		0.3	VSM		-	Contacts d'or
19	Novembre 2017	Bi2201_x0p3_n19		0.3	VSM		-	Contacts d'or
20	Novembre 2017	Bi2201_x0p2_n20	2.05 :1.95	0.2	-	-	-	-
21	Novembre 2017	Bi2201_x0p2_n21		0.2	SQUID	20	-	-
22	Novembre 2017	Bi2201_x0p2_n22		0.2	SQUID	21	$\rho_0 \sim 1000$ ou axe c	Brisé
23	Novembre 2017	Bi2201_x0_n23		-	SQUID	11		
24	Novembre 2017	Bi2201_x0_n24		-	SQUID/VSM	8		
25	Novembre 2017	Bi2201_x0_n25		-	χ_{AC}	11.5	-	Très fin
26	Novembre 2017	Bi2201_x0_n26		-	χ_{AC}	11.5	candidat ADMR	à polir et contacter
27	Novembre 2017	Bi2201_x0_n27		-	χ_{AC}	7.5	candidat dopage	Épais, mais petit
28	Novembre 2017	Bi2201_x0_n28		-	-	-	-	Entrain de cliver
29	Novembre 2017	Bi2201_x0p2_n29		0.2	-	-	-	-
30	Novembre 2017	Bi2201_x0p2_n30		0.2	-	-	-	-

Annexe B

Aimantation

Cette annexe rassemble les mesures d'aimantation en fonction de la température effectuées au SQUID et en susceptibilité AC ayant permis de déterminer les T_c inscrites dans l'inventaire de l'annexe précédente.

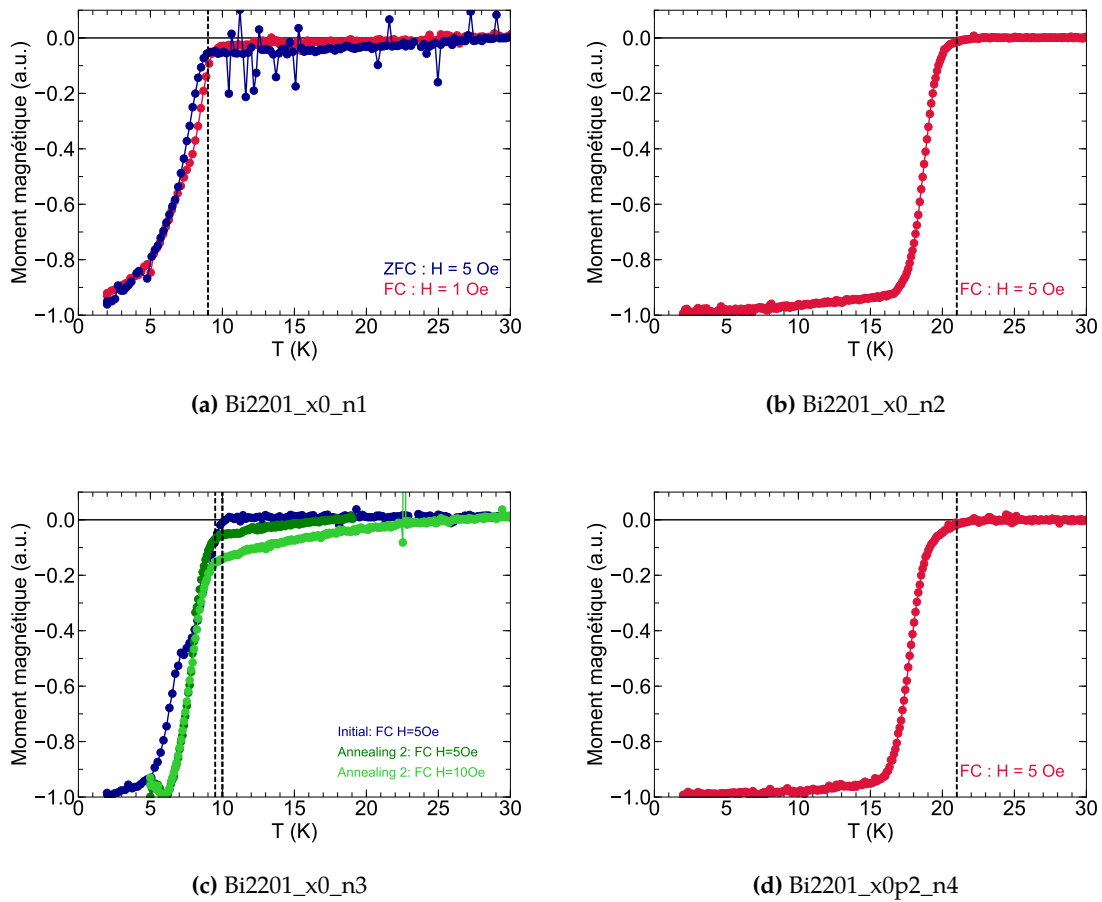


FIGURE B.1 Aimantation en fonction de la température mesurée au SQUID dans les échantillons n1, 2, 3 et 4. Les lignes verticales tiretées indiquent les T_c inscrites dans l'inventaire.

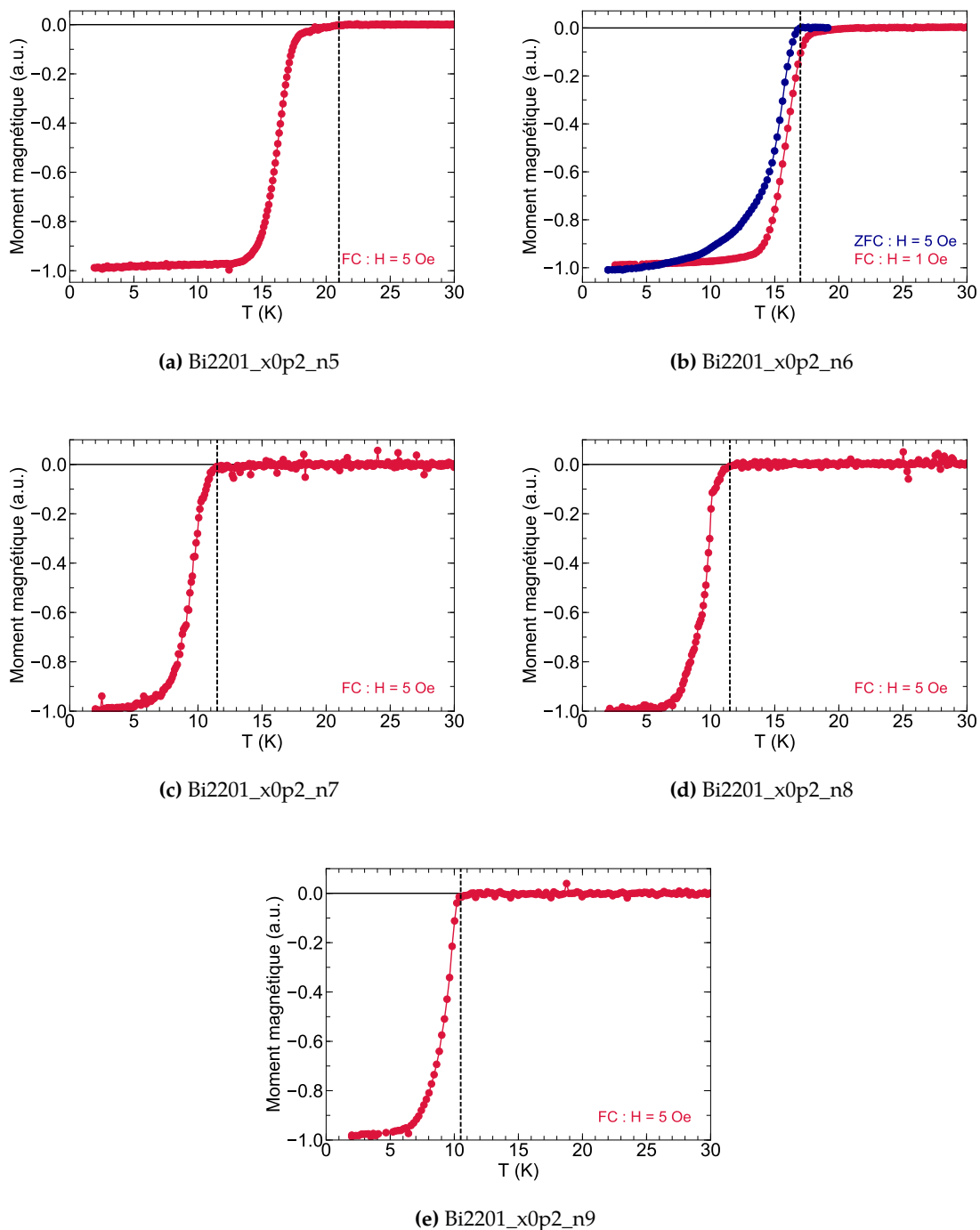
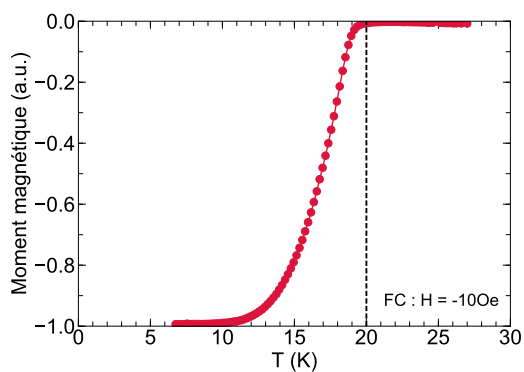
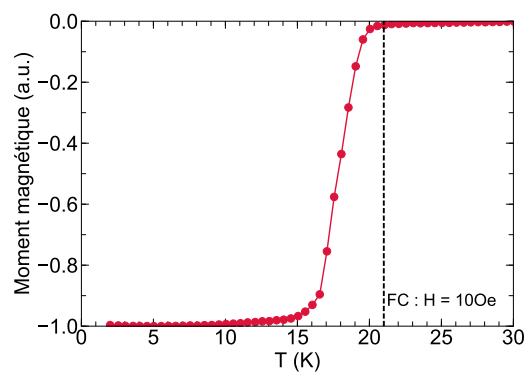


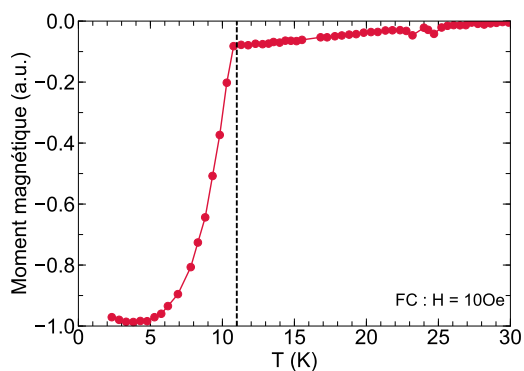
FIGURE B.2 Aimantation en fonction de la température mesurée au SQUID dans les échantillons n5, 6, 7, 8 et 9. Les lignes verticales tiretées indiquent les T_c inscrites dans l'inventaire.



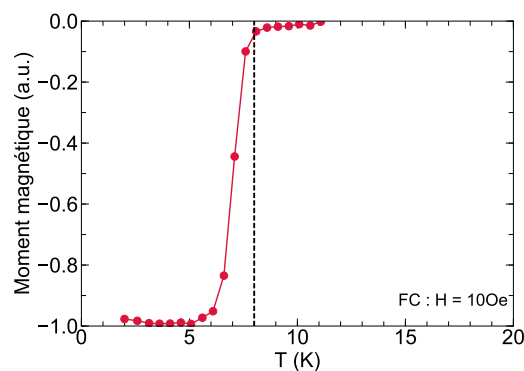
(a) Bi2201_x0p2_n21



(b) Bi2201_x0p2_n22



(c) Bi2201_x0_n23



(d) Bi2201_x0_n24

FIGURE B.3 Aimantation en fonction de la température mesurée au SQUID dans les échantillons n21, 22, 23 et 24. Les lignes verticales tiretées indiquent les T_c inscrites dans l'inventaire.

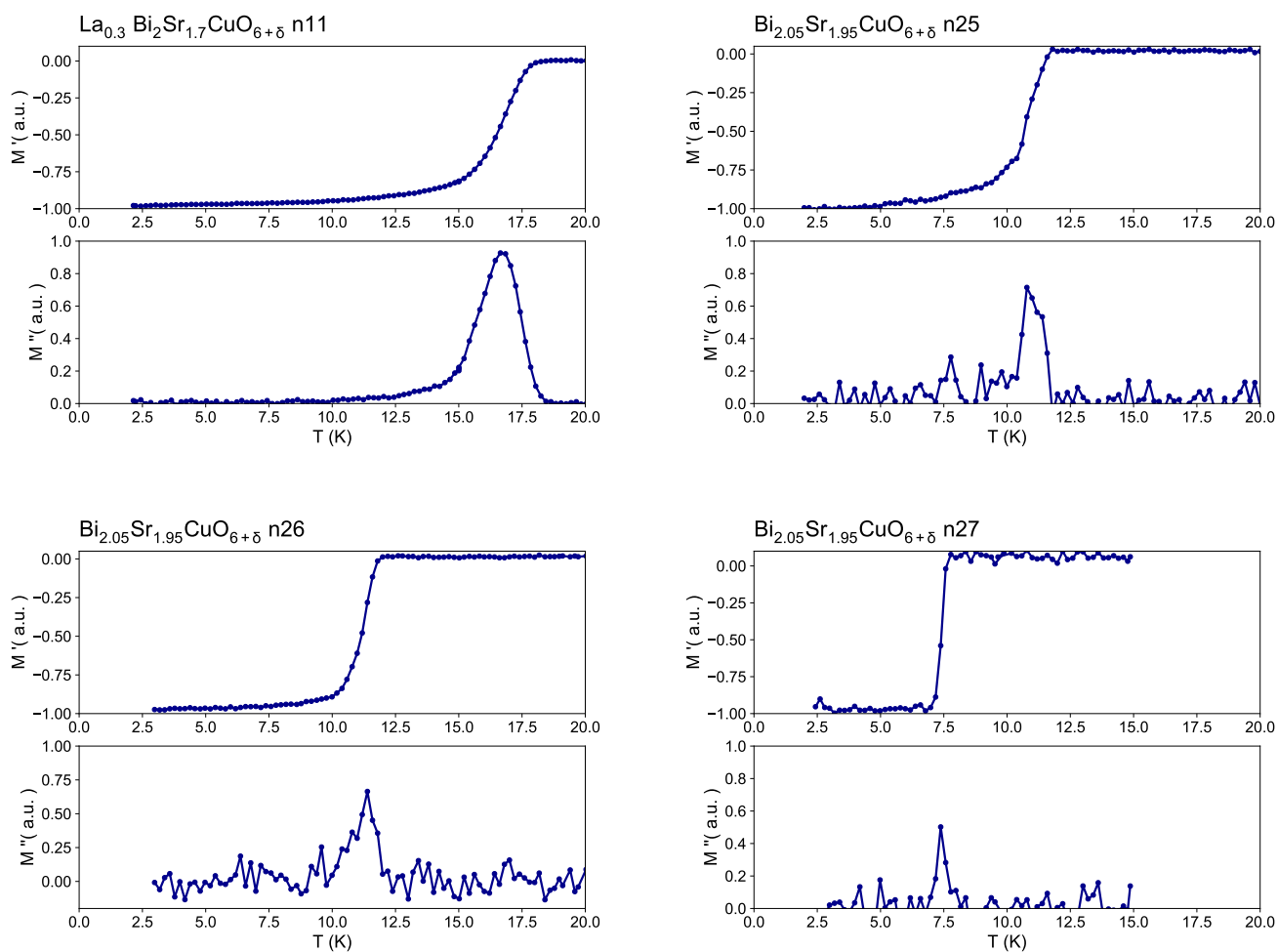
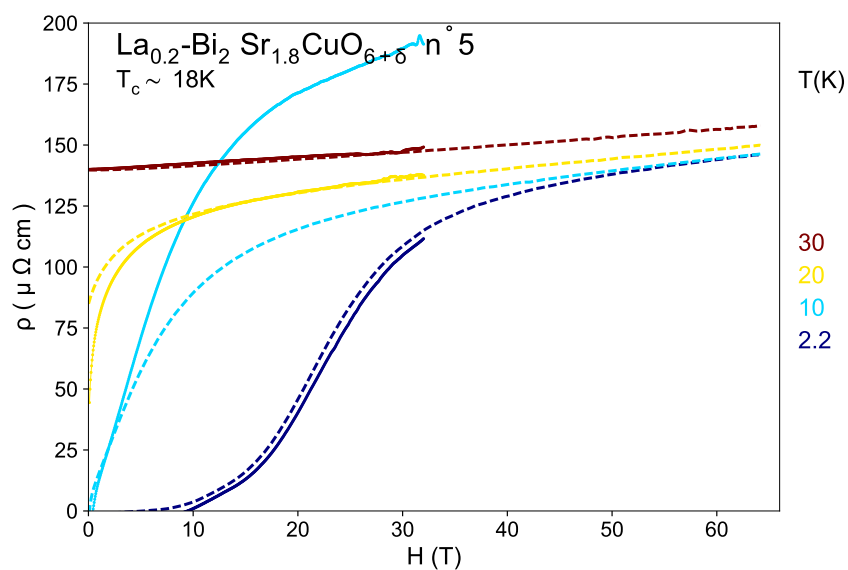


FIGURE B.4 Composantes réelle (M') et imaginaire (M'') de la susceptibilité AC en fonction de la température dans les échantillons n11, 25, 26 et 27.

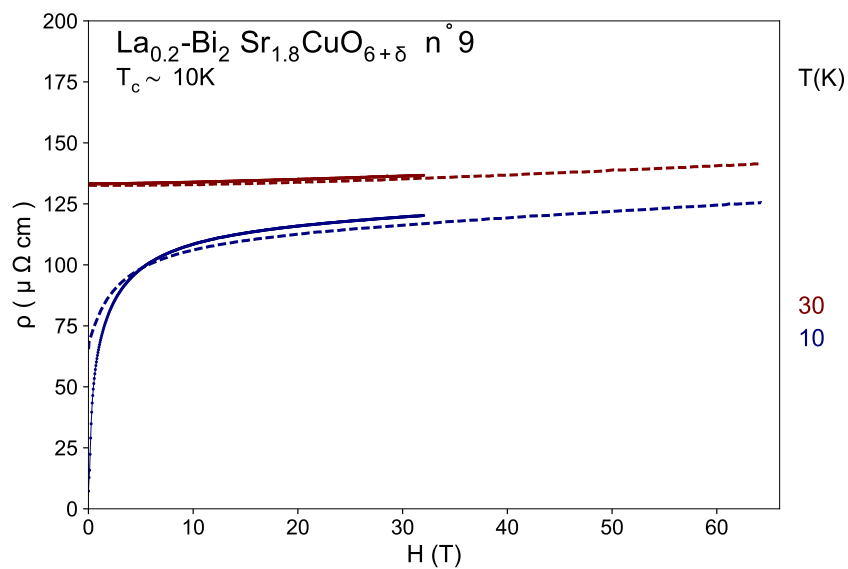
Annexe C

LNCMI Grenoble - Octobre 2017

Cette annexe rassemble les mesures de résistivité sur les échantillons OD18K et OD10K prises lors d'une mission au LNCMI Grenoble en octobre 2017.

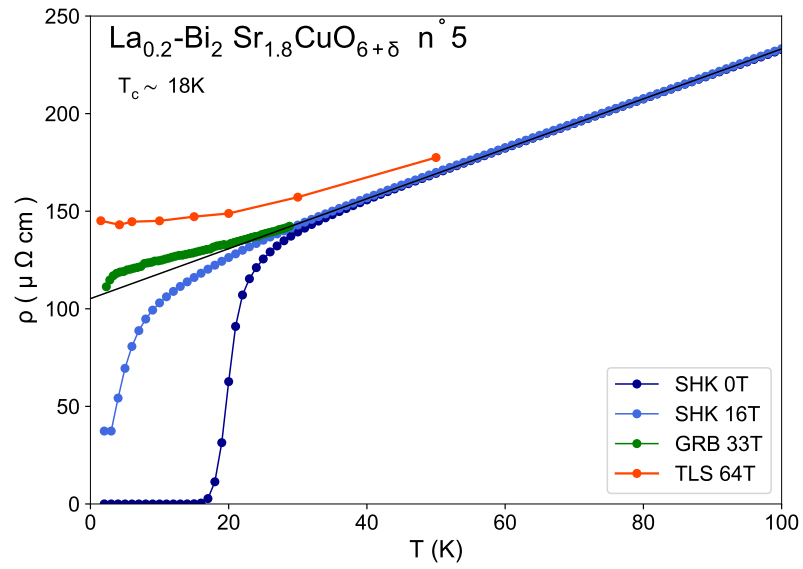


(a)

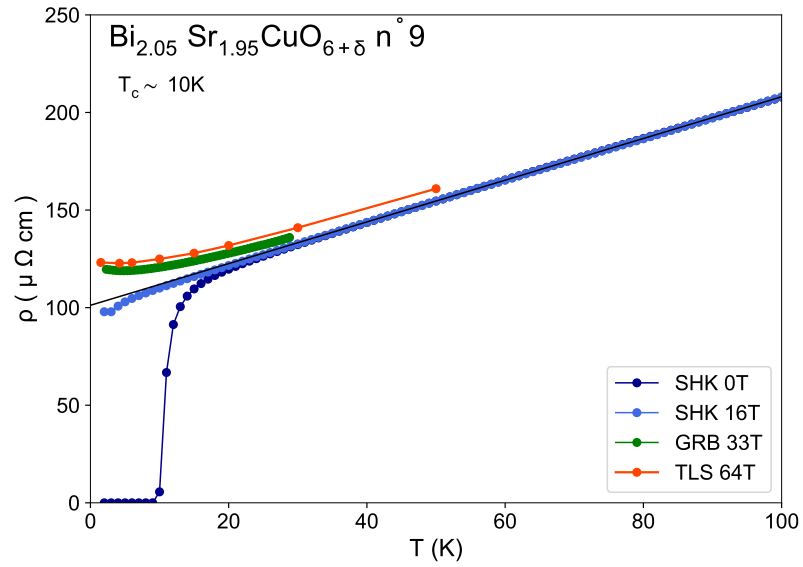


(b)

FIGURE C.1 Comparaison des isothermes de résistivité en fonction du champs magnétiques prises à Grenoble (lignes pleines) jusqu'à $H = 33\text{ T}$ et à Toulouse (lignes tiretées) jusqu'à $H = 64\text{ T}$.



(a)



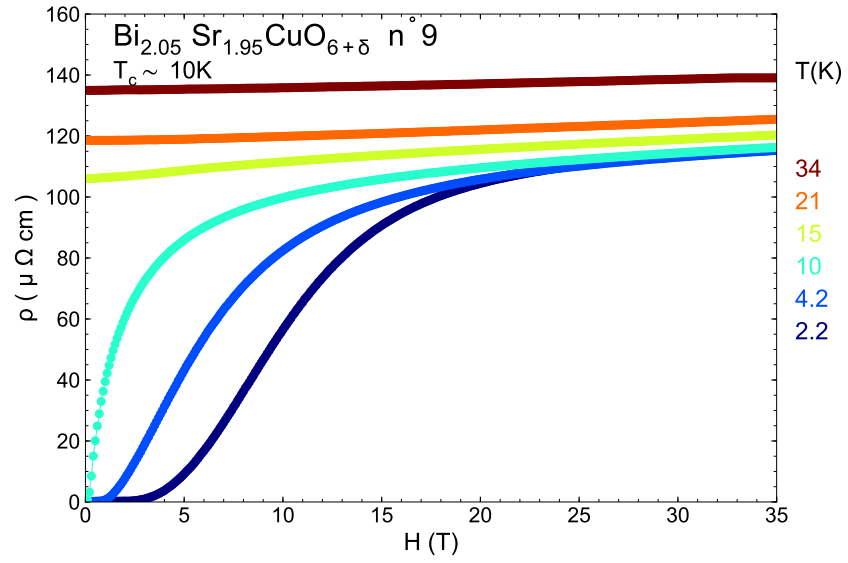
(b)

FIGURE C.2 Comparaison de la résistivité en fonction de la température dans (a) OD18K et (b) OD10K mesurée à Sherbrooke ($H = 0, 16$ T), Grenoble ($H = 33$ T) et Toulouse ($H = 64$ T).

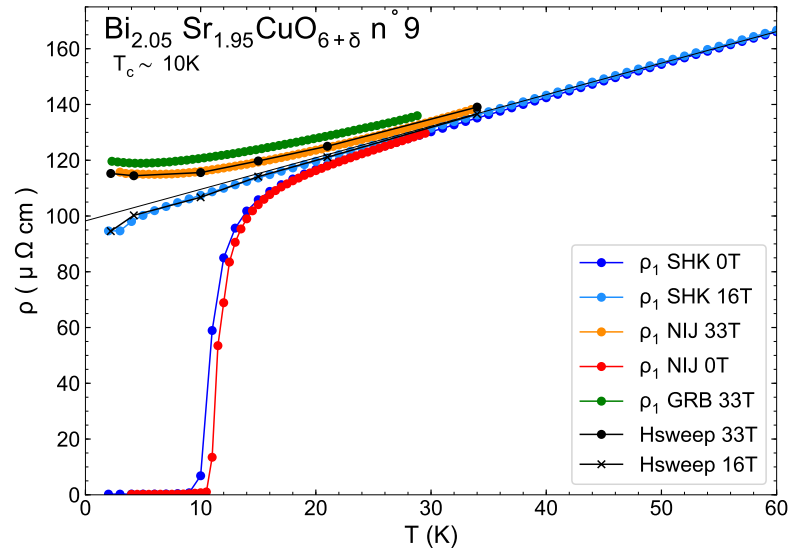
Annexe D

HFML Nimègue - Décembre 2017

Cette annexe rassemble les mesures de résistivité et d'effet Hall sur les échantillons OD18K et OD10K prises lors d'une mission au HFML à Nimègue en décembre 2017. Les mesures ont été effectuées à deux reprises (v1 et v2) sur l'échantillon OD18K. L'un des contacts a été endommagé, ce qui a pour effet d'augmenter les valeurs de ρ et R_H .

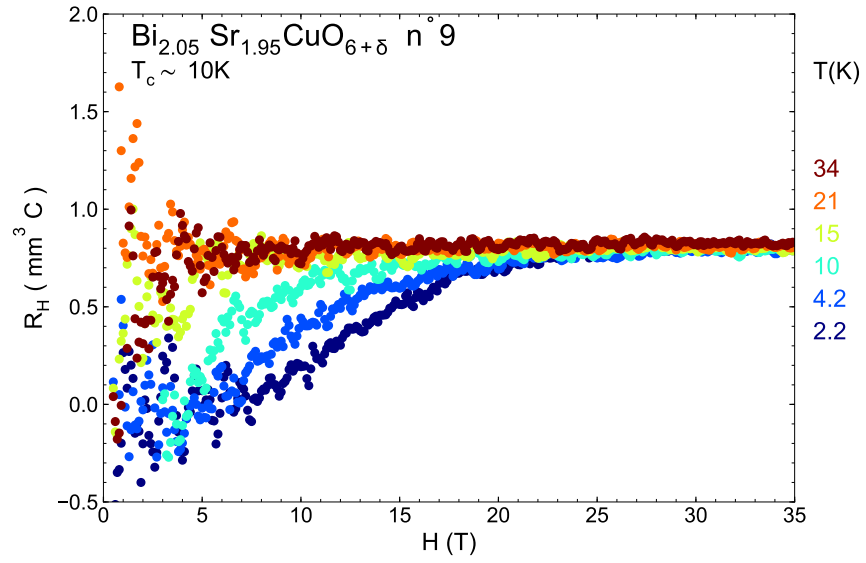


(a)

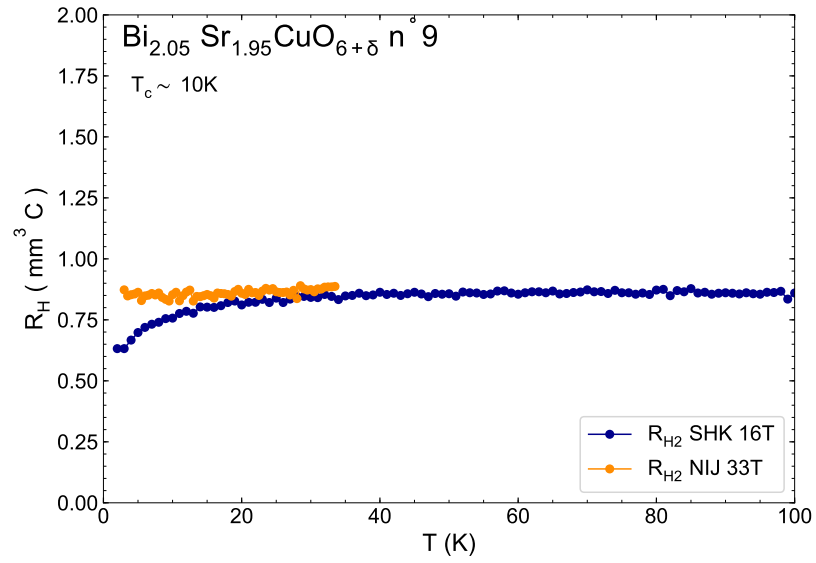


(b)

FIGURE D.1 Résistivité mesurée dans OD10K en fonction (a) du champ magnétique jusqu'à 33T et (b) de la température à $H = 0, 16$ T (Sherbrooke), $H = 0, 33$ T (Nimègue) et à partir de coupes de isothermes à $H = 16\text{T}$ et 33T .

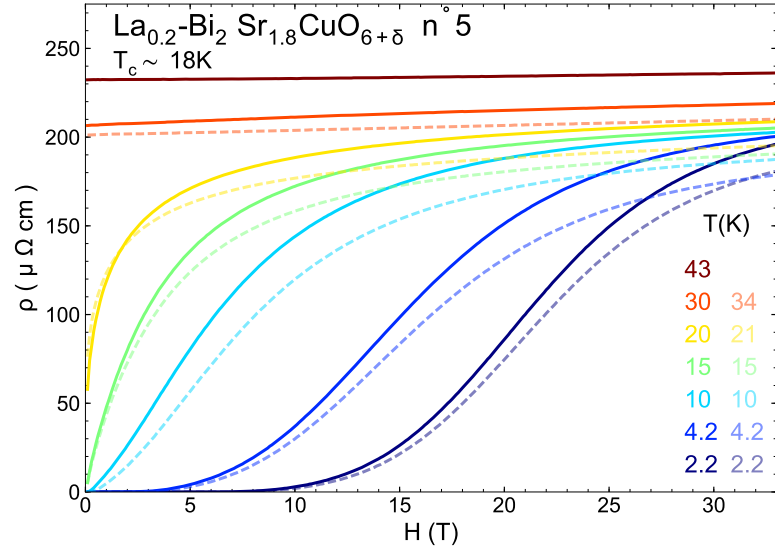


(a)

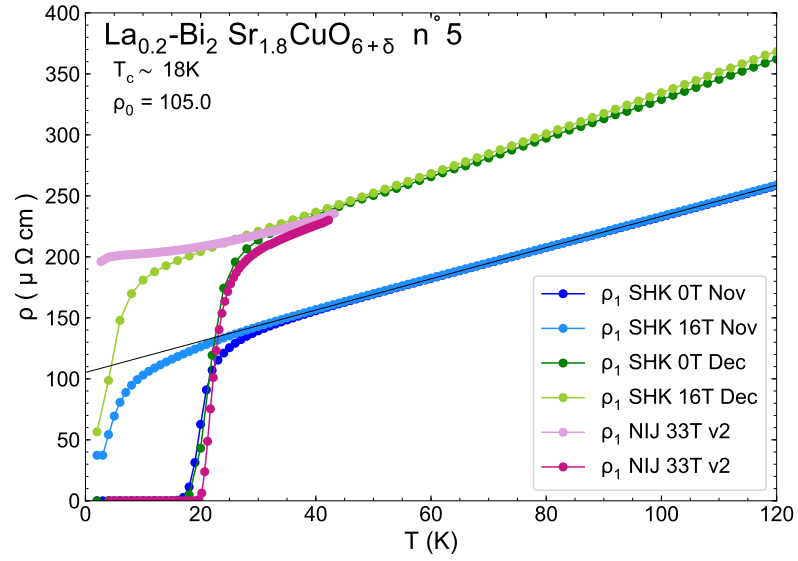


(b)

FIGURE D.2 Coefficient de Hall mesuré dans OD10K en fonction (a) du champ magnétique et (b) de la température à $H = 16$ T (Sherbrooke) et $H = 33$ T (Nimègue).

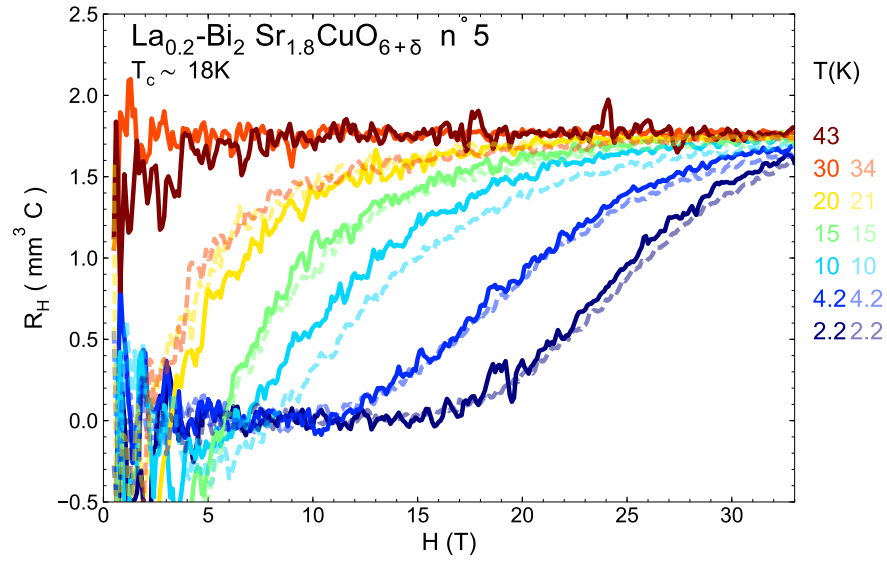


(a)

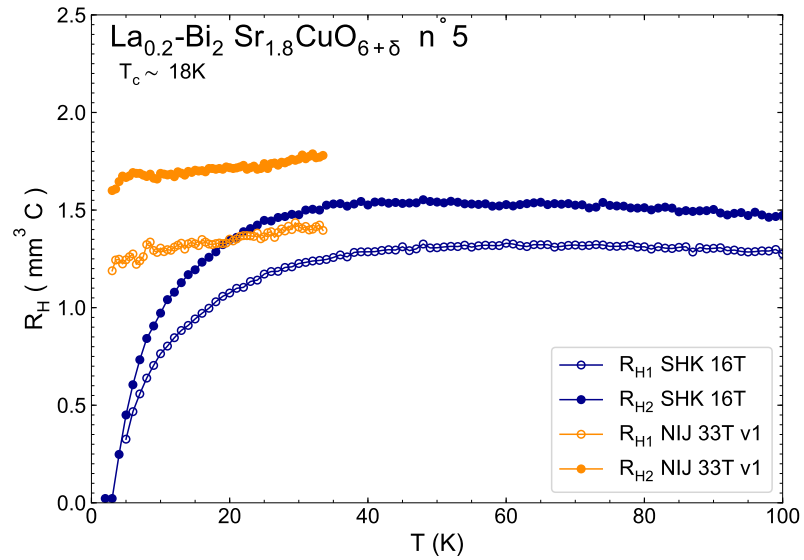


(b)

FIGURE D.3 Résistivité mesurée dans OD18K en fonction (a) du champ magnétique jusqu'à 33T (2 tentatives, l'une en lignes pleines, l'autre en lignes tiretées) et (b) de la température à $H = 0, 16$ T (Sherbrooke avant bris d'un contact *Nov* et après *Dec*), $H = 0, 33$ T (Nimègue) et à partir de coupes de isothermes à $H = 16\text{T}$ et 33T .



(a)



(b)

FIGURE D.4 Coefficient de Hall mesuré dans OD18K en fonction (a) du champ magnétique (2 tentatives, l'une en lignes pleines, l'autre en lignes tiretées) et (b) de la température à $H = 16\text{ T}$ (Sherbrooke) et $H = 33\text{ T}$ (Nimègue).

Annexe E

Échantillons de Zheng

Nous avons commencé notre étude en transport du composé Bi2201 à l'aide d'échantillons fournis par Pr. Guo-Qing Zheng de Okayama University. Le résultats des mesures effectuées sur ces échantillons sont recensés dans le rapport qui constitue cette annexe.

1 Statut des échantillons

1.1 Contacts

Name (x La)	$R_{contacts}$	Statut	Mesures
Bi2201-x0-1a	$< 100\Omega$	Dépôt d'or, un voltage manquant	ρ, R_H, S, N, κ
Bi2201-x0-1b	-	Dépôt d'or refaits	-
Bi2201-x0-2	de l'ordre du $M\Omega$	Epoxy d'argent	-
Bi2201-x0p1-1	$< 100\Omega$, un voltage ~ 200	Dépôt d'or	R étrange
Bi2201-x0p1-2	$40 - 120\Omega$	Dépôt d'or, un voltage manquant	$\rho, R_H, S, N, R, \kappa$
Bi2201-x0p15-1	$< 100\Omega$, un voltage $\sim k\Omega$	Dépôt d'or	R, κ étrange
Bi2201-x0p15-2	$\sim 1k\Omega$	Dépôt d'or	-
Bi2201-x0p25-1	$60(I) - 500 \Omega$	Dépôt d'or	R étrange, κ

1.2 Facteurs géométriques

Name	t (μm)	w (μm)	l (μm)	α ($10^{-3} cm$)
Bi2201-x0-1a	40	517	967.	2.36
Bi2201-x0-1b	20	525	773 (464)	1.36 (2.26)
Bi2201-x0-2	-	-	-	-
Bi2201-x0p1-1	43	574	1125	2.19
Bi2201-x0p1-2	70	1137	1009	7.9
Bi2201-x0p15-1	48	811	1860	2.1
Bi2201-x0p15-2	51	595	997	3.04
Bi2201-x0p25-1	70	685	645	7.4

2 Mesures effectuées à Sherbrooke

2.1 Résistivité

Les valeurs de résistivité anormalement hautes obtenues dans les 4 échantillons suggère une erreur dans l'estimation de l'épaisseur des échantillons. Nous suspectons une trajectoire non-uniforme du courant qui pourrait par exemple ne voyager qu'à travers quelques couches du crystal. Les dépôt d'or pourraient aussi donner lieu à des contacts qui ne court-circuitent pas l'axe c .

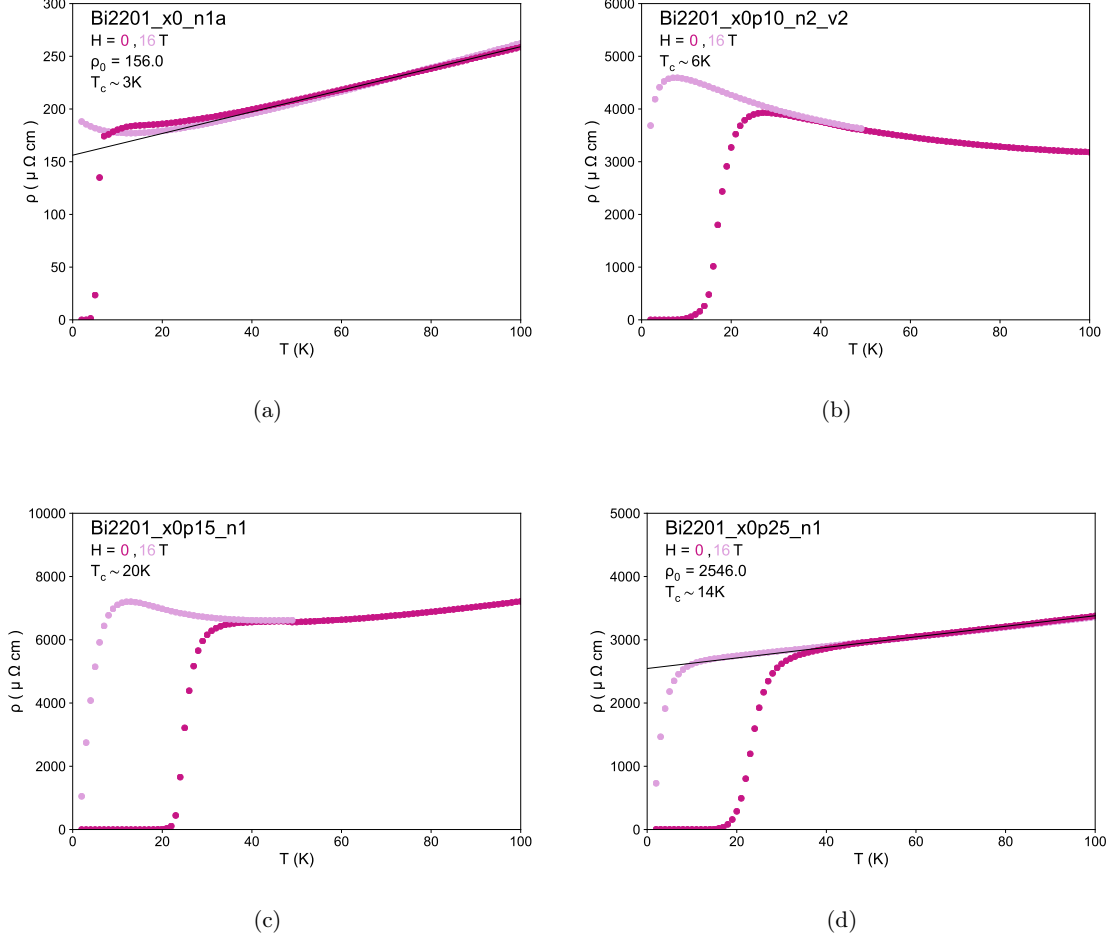


Figure 1: Résistivité en fonction de la température à $H = 0.16 \text{ T}$ dans (a) Bi2201 $x=0$ n°1a, (b) Bi2201 $x=0.1$ n°2, (c) Bi2201 $x=0.15$ n°1 et (d) Bi2201 $x=0.25$ n°1.

2.2 VSM

Les mesures de moment magnétiques effectuées au VSM révèlent de larges transitions supraconductrices

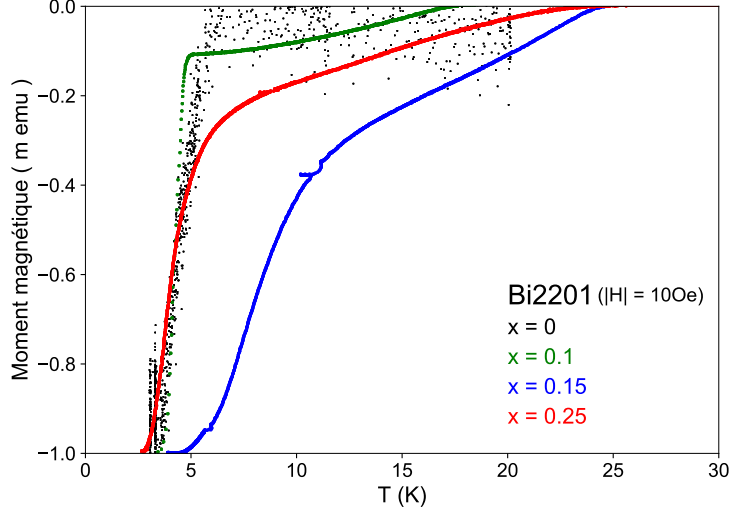


Figure 2: Comparaison de moments magnétiques de Bi2201 $x = 0, x = 0.1, x = 0.15$ et $x = 0.25$. Les T_c obtenues sont respectivement 6.5K, 18K, 25.5K and 24K.

2.3 Coefficient de Hall

Les valeurs anormalement élevées du coefficient de Hall suggèrent une mauvaise estimation de l'épaisseur des échantillons, ce qui supporte l'hypothèse d'un parcours inhomogène du courant.

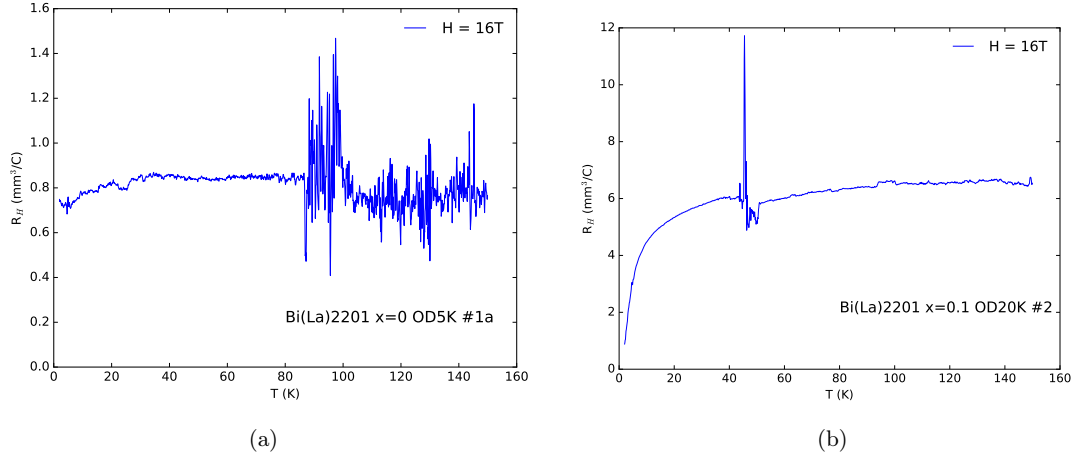


Figure 3: Coefficient de Hall en fonction de la température à $H = 16\text{T}$ dans (a) Bi2201 $x = 0$ n°1a et (b) Bi2201 $x = 0.1$ n°2.

2.4 Conductivité thermique

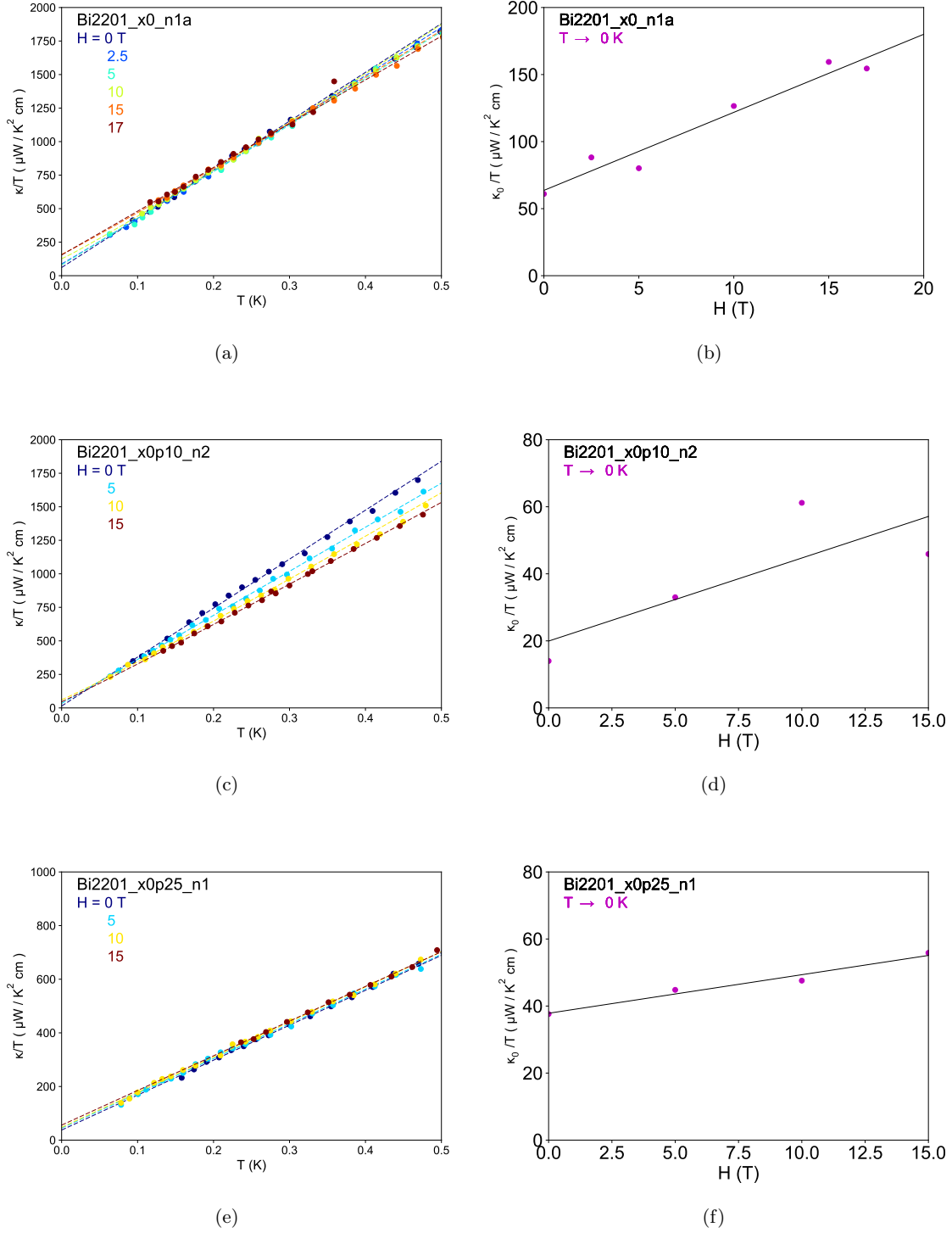
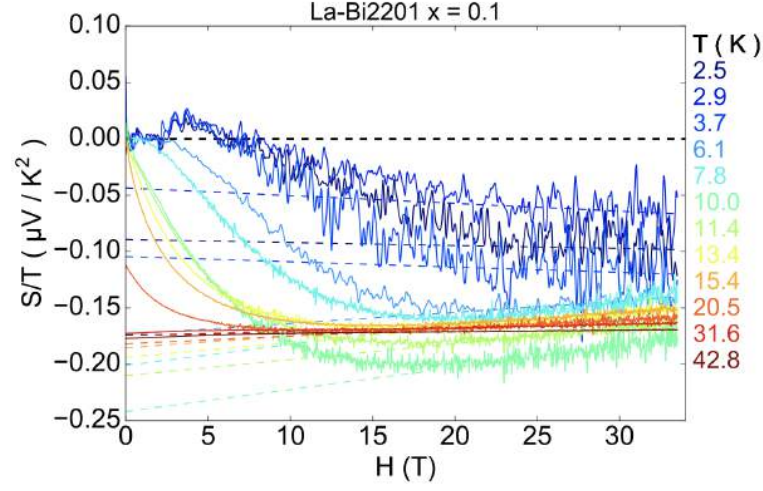


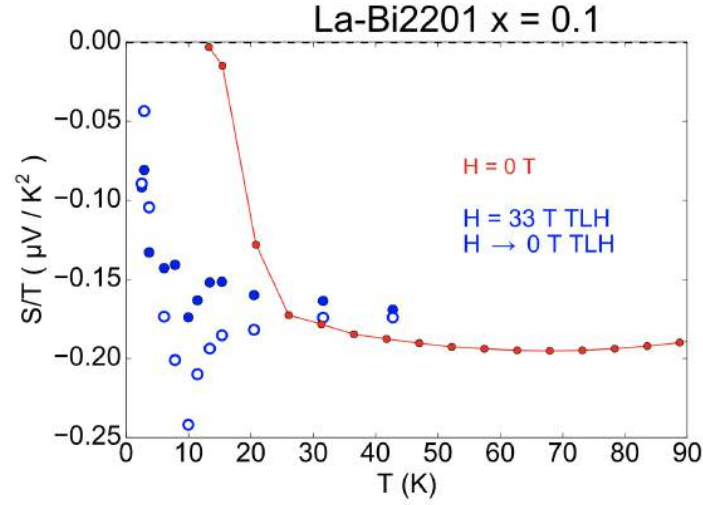
Figure 4: À gauche κ en fonction de la température à $H = 0, 5, 10$ et 15 T et à droite κ_0 obtenu par extrapolation linéaire en fonction du champ magnétique dans (a)(b) Bi2201 $x = 0$ n°1a, (c)(d) Bi2201 $x = 0.1$ n°2 et (e)(f) Bi2201 $x = 0.25$ n°1.

3 Mesures effectuées à Tallahassee $H = 37.5\text{T}$

3.1 Effet Seebeck



(a)



(b)

Figure 5: **Effet Seebeckt dans Bi2201 $x = 0.1$ n°2.** (a) S/T en fonction du champ magnétique avec fit linéaire pour extrapolation à $H = 0\text{T}$. (b) S/T en fonction de la température à $H = 0$ et 33T comparées avec $H \rightarrow 0\text{T}$ obtenues par extrapolation.

4 Mesures effectuées à Nijmegen ($H = 34\text{T}$)

4.1 Résistivité

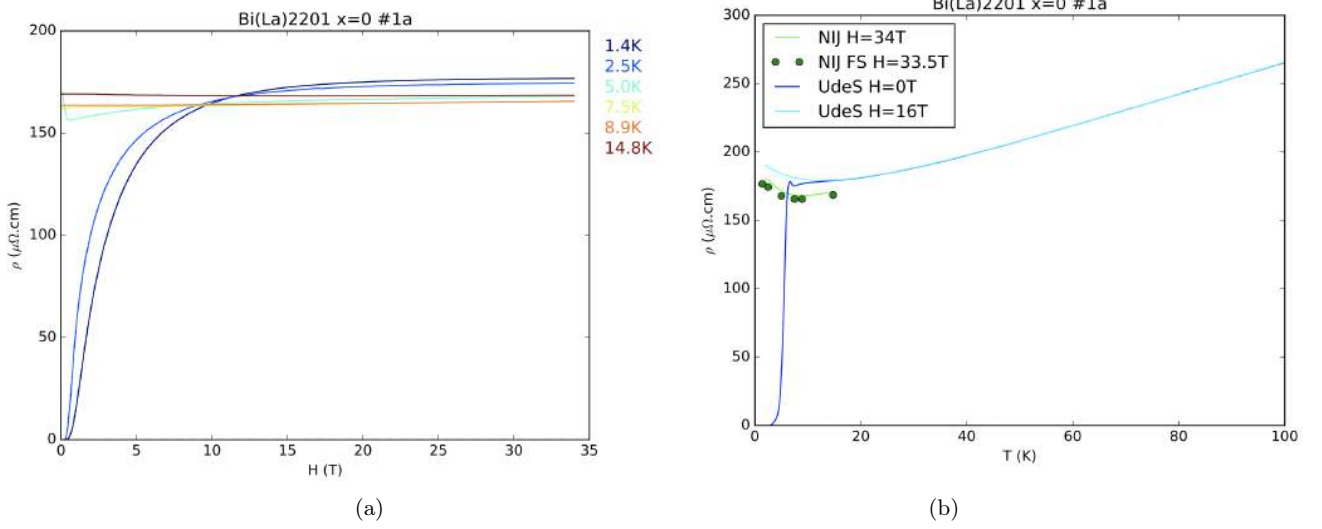


Figure 6: **Bi2201 x = 0 n°1a.** (a) Isothermes de résistivité en fonction du champ magnétique jusqu'à $H = 34\text{T}$. (b) Résistivité en fonction de la température à $H = 0, 16$ et 33.5T

4.2 Coefficient de Hall

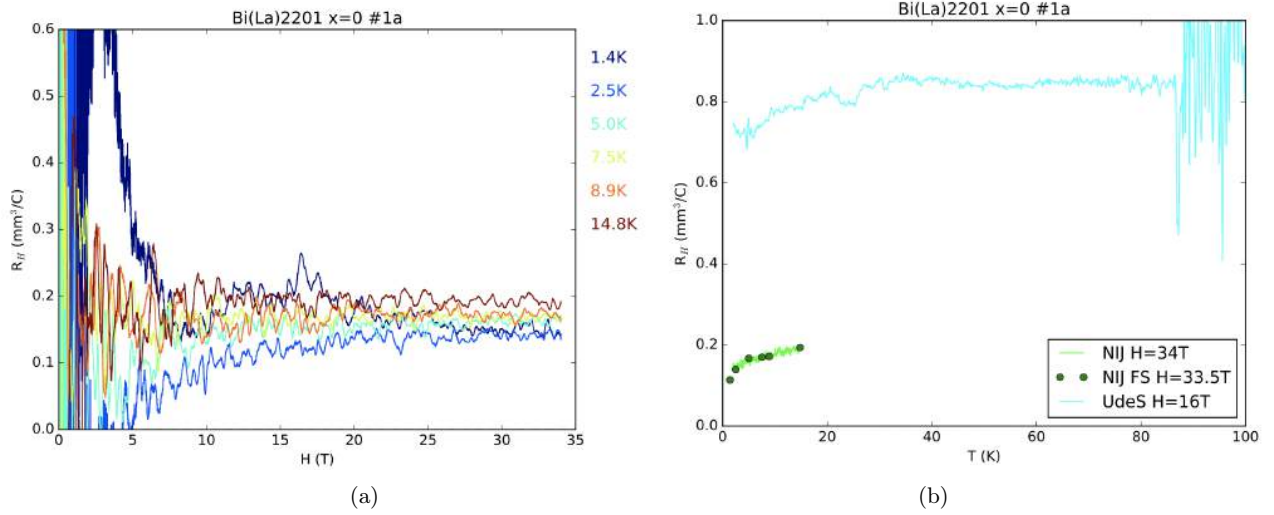


Figure 7: **Bi2201 x = 0 n°1a.** (a) Isothermes de coefficient de Hall en fonction du champ magnétique jusqu'à $H = 34\text{T}$. (b) Coefficient de Hall en fonction de la température à $H = 16$ et 33.5T

4.3 Effet Seebeck

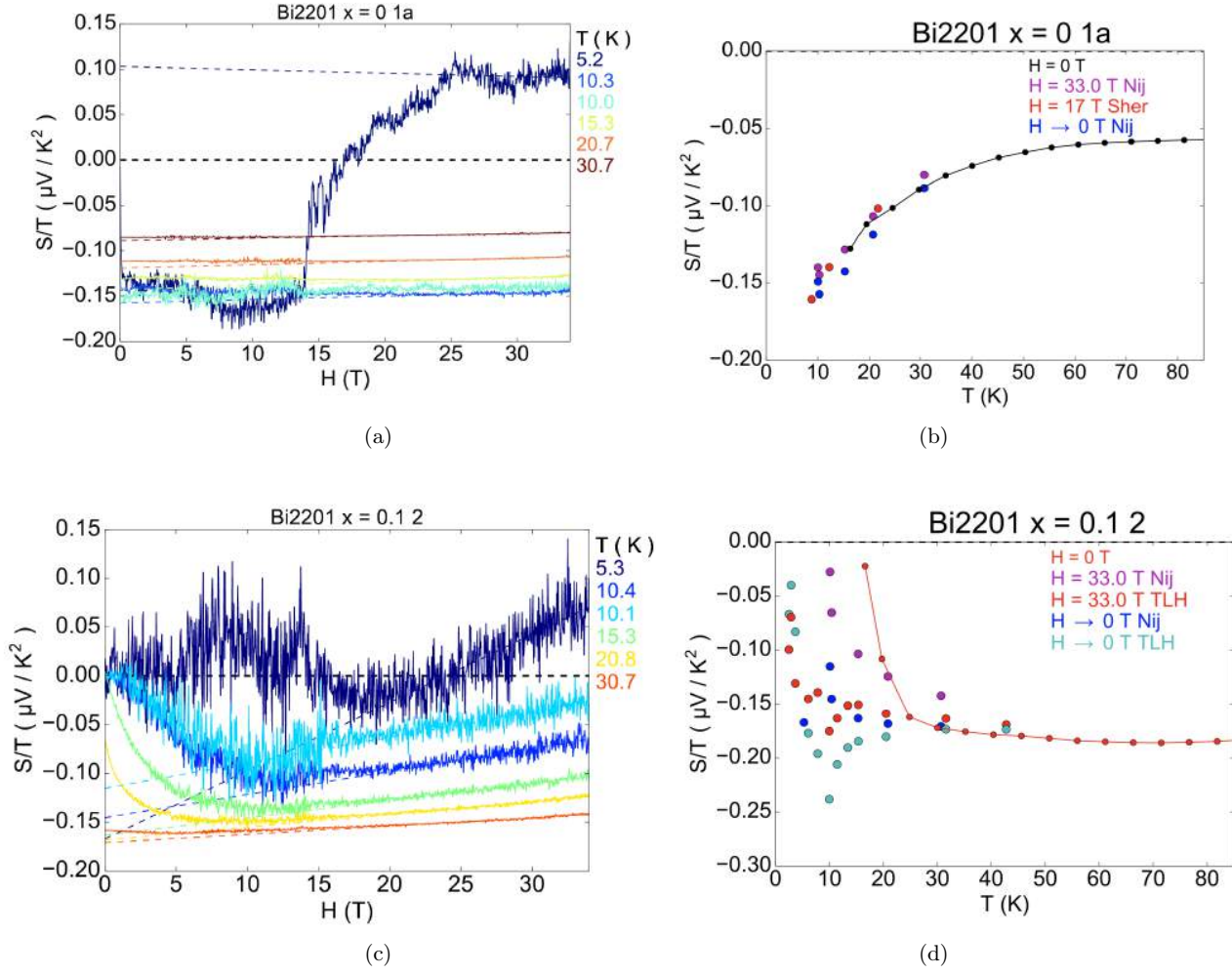


Figure 8: À Gauche, S/T en fonction du champ magnétique avec fit linéaire pour extrapolation à champ nul et à droite S/T en fonction de la température à $H = 0, 17, 33\text{T}$ et $H \rightarrow 0\text{T}$ à partir de l'extrapolation dans (a)(b) Bi2201 x = 0 n°1a et (c)(d) Bi2201 x = 0.1 n°2.

4.4 Effet Nernst

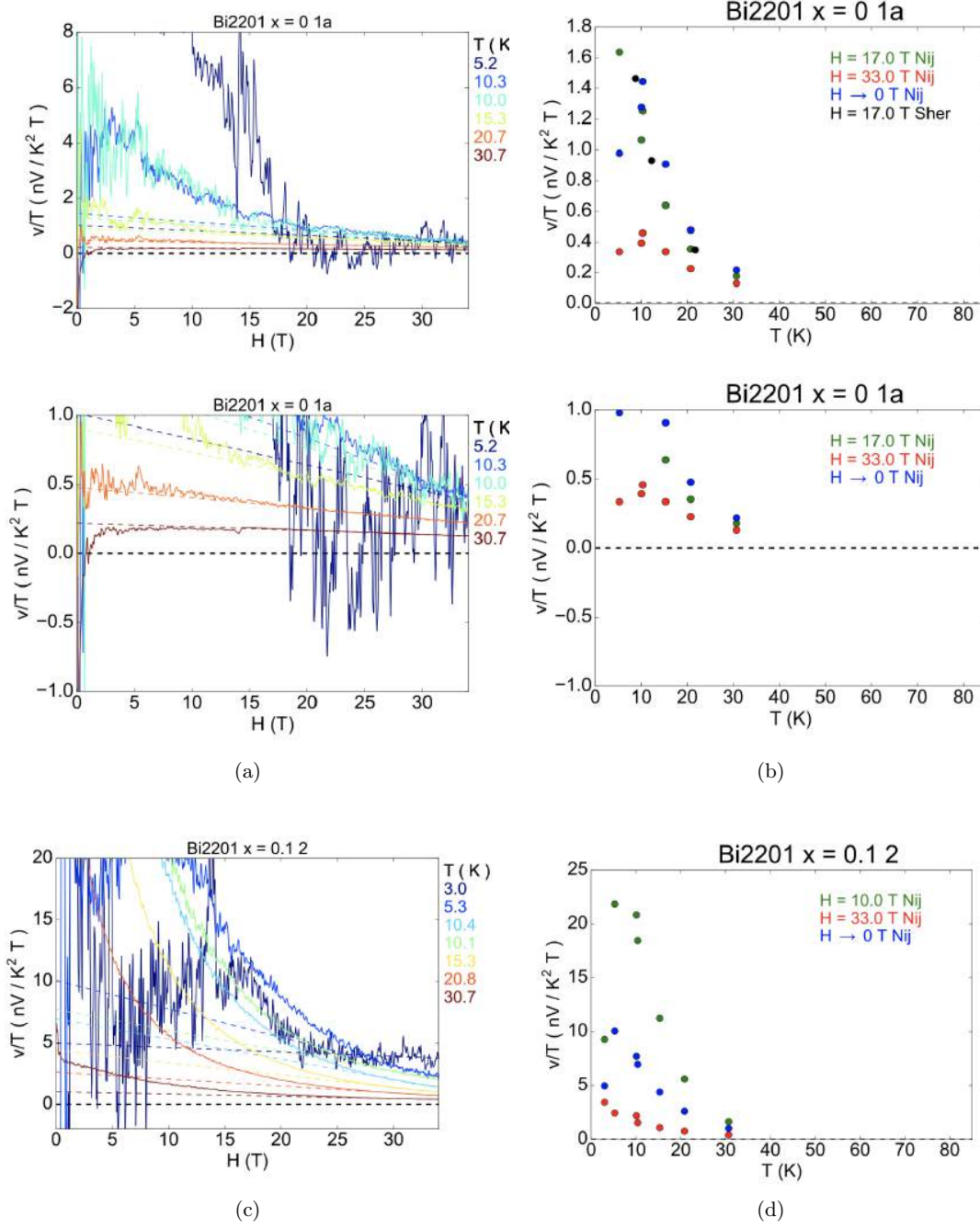


Figure 9: À gauche, ν/T en fonction du champ magnétique avec extrapolation linéaire à $H \rightarrow 0 \text{ T}$ et à droite ν/T en fonction de la température à $H = 10, 33 \text{ T}$ et $H \rightarrow 0 \text{ T}$ dans (a)(b) Bi2201 $x = 0.1a$ (zoom (c)(d)) et (e)(f) Bi2201 $x = 0.12$.

5 Chaleur spécifique

Les mesures de chaleur spécifiques ont été effectuées avec Bastien Michon et Clément Girod de Grenoble sous la supervision de Thierry Klein et Christophe Marcenat. Nous n'observons pas d'effet du champ magnétique, pas de saut associé à la supraconductivité et une valeur approximativement constante du terme résiduel électronique. Ces résultats de paire avec la large transition supraconductrice mesurée au VSM peuvent être l'indication d'une inhomogénéité en dopage.

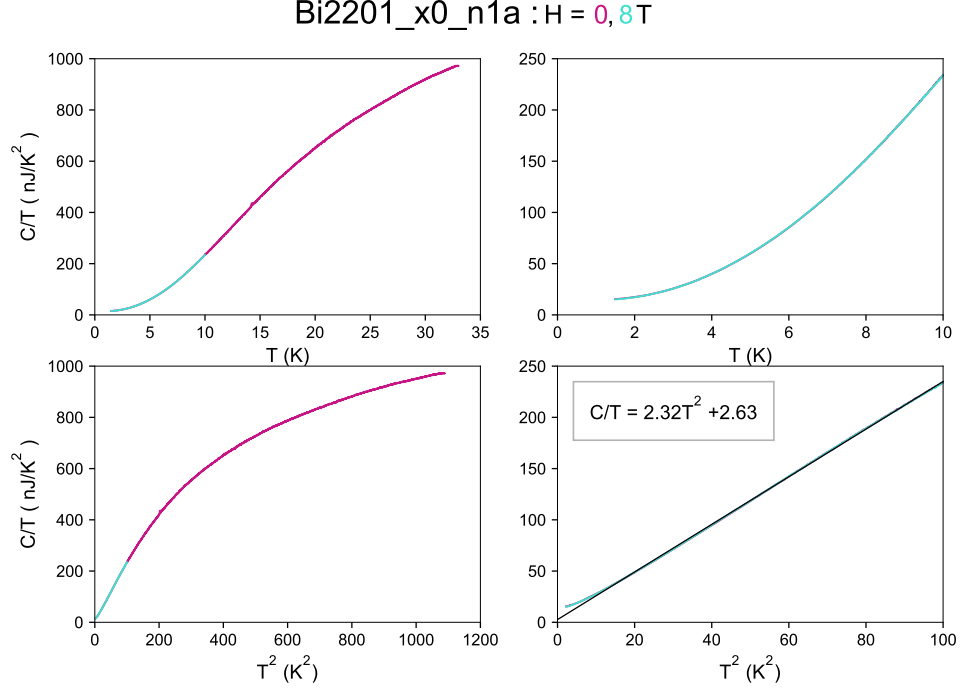


Figure 10: C/T en fonction de (haut) T et (bas) T^2 dans Bi2201 $x = 0$ n°1a. Les figures à gauche montrent tout l'intervalle de température tandis que celles de droite sont zoomées à basse température.

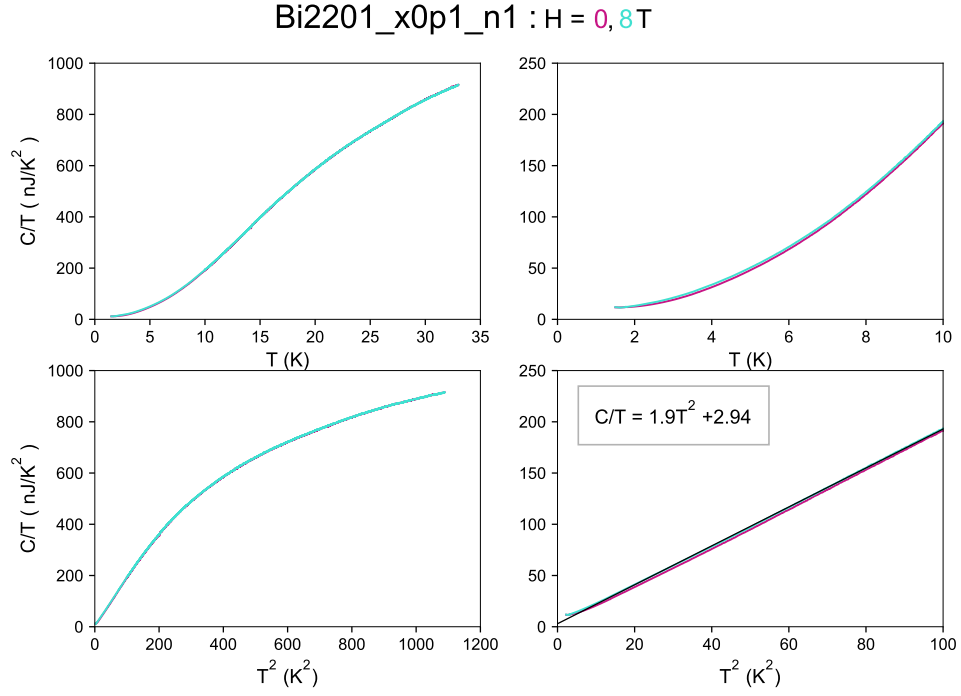


Figure 11: C/T en fonction de (haut) T et (bas) T^2 dans Bi2201 $x = 0.1$ n°1. Les figures à gauche montrent tout l'intervalle de température tandis que celles de droite sont zoomées à basse température.

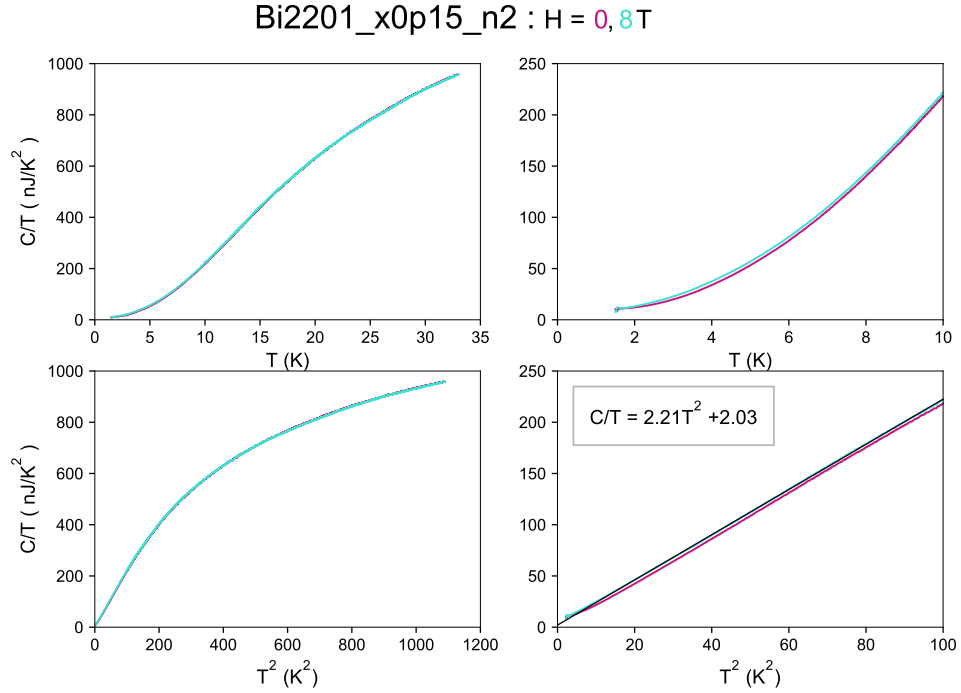


Figure 12: C/T en fonction de (haut) T et (bas) T^2 dans Bi2201 $x = 0.15$ n°2. Les figures à gauche montrent tout l'intervalle de température tandis que celles de droite sont zoomées à basse température.

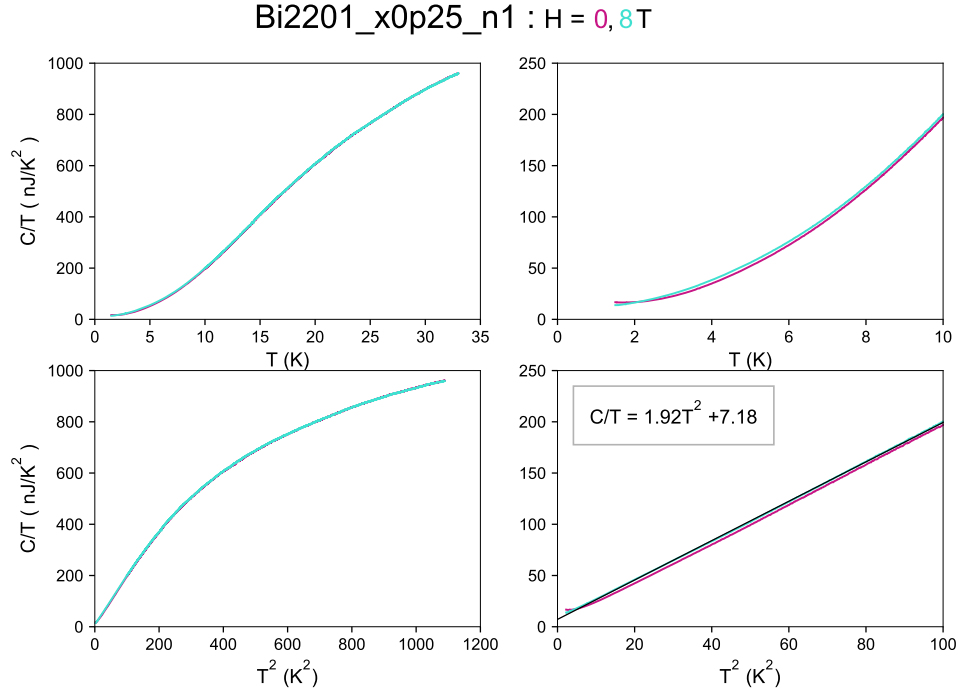


Figure 13: C/T en fonction de (haut) T et (bas) T^2 dans Bi2201 $x = 0.25$ n°1. Les figures à gauche montrent tout l'intervalle de température tandis que celles de droite sont zoomées à basse température.

5.1 Comparaison

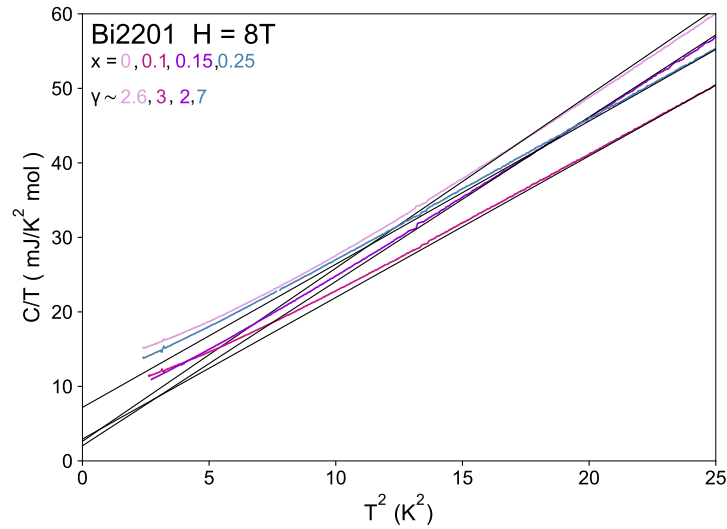


Figure 14: Comparaison de C/T en fonction de T^2 à basse température dans 4 dopages de Bi2201 ($x = 0, 0.1, 0.15$ et 0.25). La contribution électronique γ est estimée par extrapolation à $T \rightarrow 0$ K d'un fit linéaire sur l'intervalle 3 à 10K.

Annexe F

Tentatives de dopage

En vue de poursuivre l'étude du point critique de la phase pseudogap dans Bi2201, nous avons tenté de doper des échantillons. L'objectif était d'obtenir un cristal à l'extérieur de la phase pseudogap, soit avec $p > p^*$. Le rapport consituant cette annexe fait état des avancées faites dans l'élaboration d'un protocole permettant de doper des cristaux Bi2201.

Dopage Bi2201

L'échantillon étudié provient du premier envoi d'échantillons du Shimpei Ono (mai 2017) et est de composition $\text{Bi}_{2.1}\text{Sr}_{1.9}\text{CuO}_{6+\delta}$. Il est identifié comme Bi2201_x0_n3 et possède une double transition aux températures de 7 et 10K. Il fût mesuré au Squid et en susceptibilité AC (mai-juin2017) avant d'entamer les essais de recuits.

Tentative 1 : Avril 2018

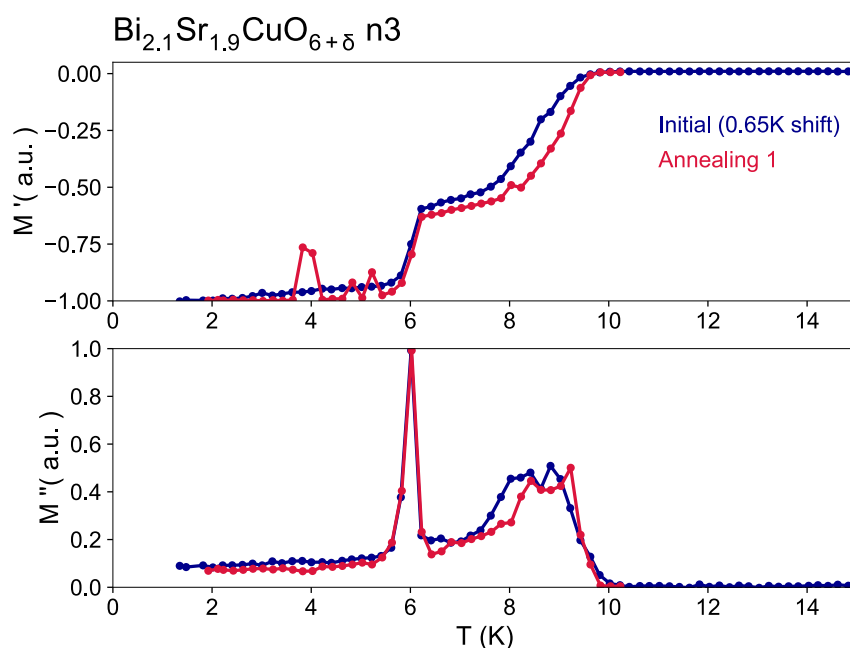
Basée sur la méthode présentée dans [Fournier et al. PhysicaC 257 \(1996\) 291-298](#)

Dans ce papier, des cristaux de Bi2212 sur-dopés sont obtenus en appliquant le procédé à des échantillons sous-dopés. Il est précisé que la surface des échantillons se détériore au delà de 650C. L'idée présentée est qu'un cristal vidé de son oxygène est plus facile à doper. On réduit donc la composition en oxygène grâce à la montée en température sous flot d'argon, puis on remonte au niveau d'oxygène désiré avec un descente très lente vers un premier plateau toujours à haute température.

Shimpei Ono suggère d'éliminer l'étape de réduction sous argon, car il mentionne que la difficulté réside dans l'ajout d'oxygène.

Étape	Temps	Gaz
Rampe : 20 à 600C	3h	Argon
Plateau : 600C	2h	Argon
Changement de gaz		Argon -> Oxygène
Rampe : 600 à 500C	12h	Oxygène
Plateau 500C	24h	Oxygène
Quench		

Mesure AC PPMS : La courbe est très similaire à l'initiale, à un décalage en température près pouvant être expliqué par une recalibration des thermomètres du ppms ayant eu lieu entre les deux mesures (0.65K).

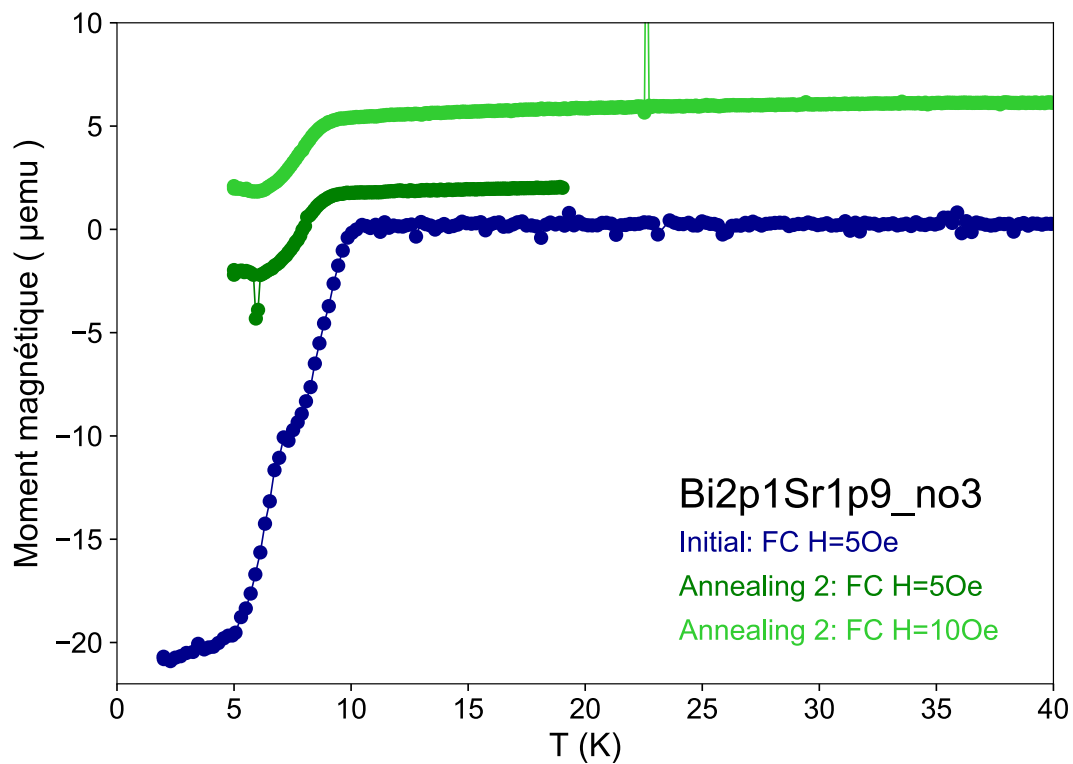


Tentative 2 : Avril 2018

Nous souhaitons vérifier si la réduction en oxygène est efficace. On tente donc d'aller à plus haute température et de quencher suite au plateau sous argon.

Étape	Temps	Gaz
Rampe : 20 à 700C	3h	Argon
Plateau : 700C	2h	Argon
Quench		

Mesure au SQUID : très difficile/impossible de centrer l'échantillon. Voyant une seule transition, nous pensons que la réduction fonctionne et poursuivons immédiatement avec le recuit complet. Cependant, la comparaison avec la mesure initiale révèle que nous ne mesurons pas l'échantillon correctement, probablement que ce dernier bougeait dans le porte échantillon.

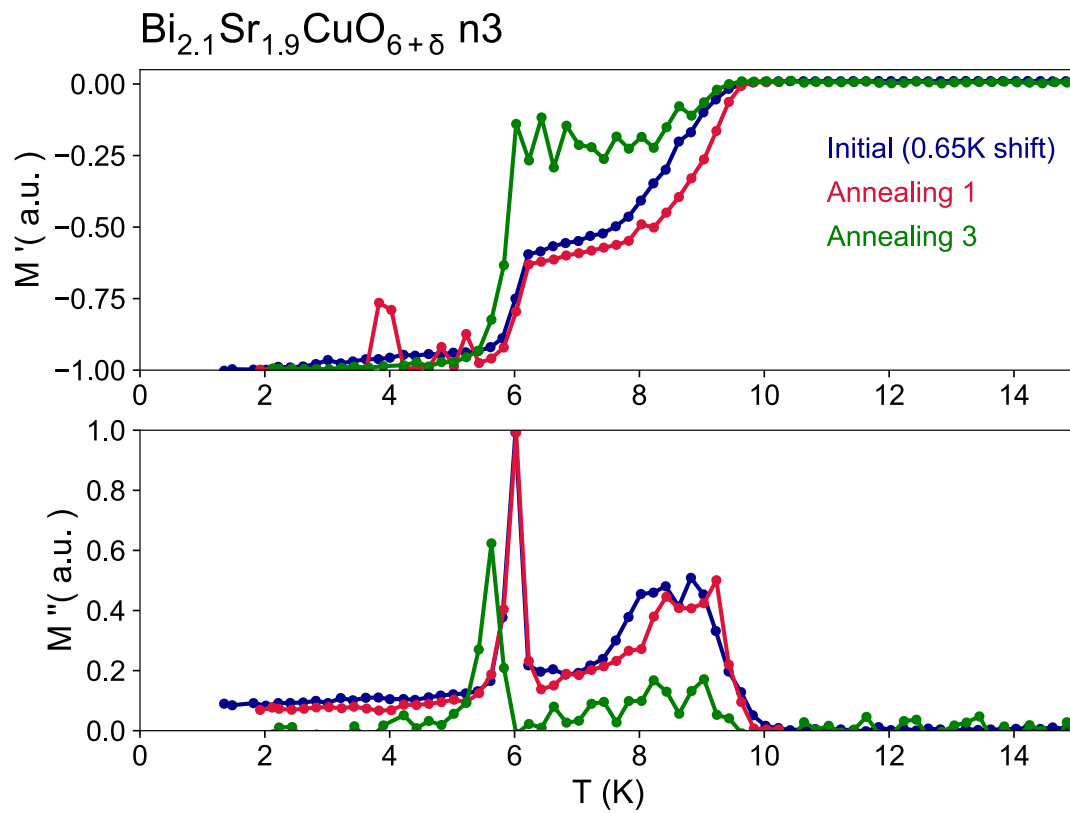


Tentative 3 : 2 mai 2018

Étape	Temps	Gaz
Rampe : 20 à 700C	3h	Argon
Plateau : 700C	1h	Argon
Changement de gaz		Argon -> Oxygène
Plateau : 700C	1h	Oxygène
Rampe : 700 à 500C	15h	Oxygène
Plateau 500C	4h	Oxygène
Quench		

*possible qu'il ait manqué d'oxygène lors de la rampe puis le plateau

Mesure AC PPMS : Nous pensons avoir réussi à bouger la transition à 10K, mais la mesure subséquente révèle que celle-ci est en fait bruitée.

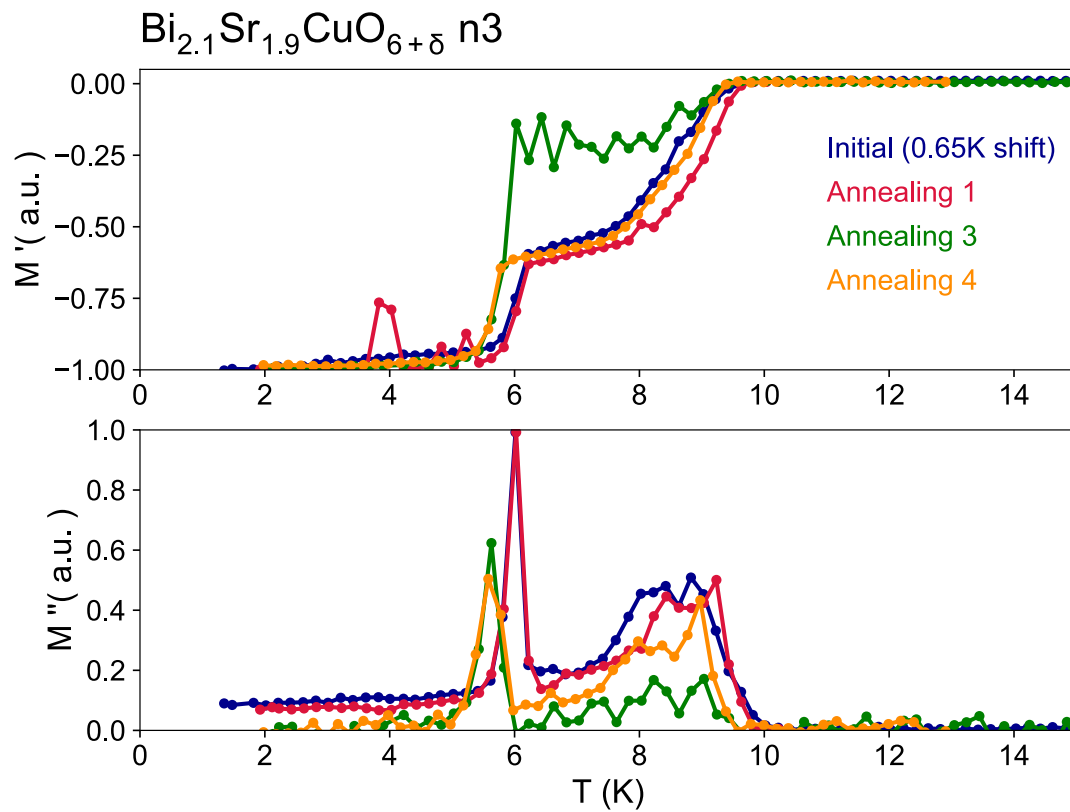


Tentative 4 : 10 mai 2018

Le plan était d'effectuer un recuit de 4 jours, mais un bris d'aqueduc força l'arrêt à 50h.

Étape	Temps	Gaz
Rampe : 20 à 700C	3h	Argon
Plateau : 700C	2h	Argon
Changement de gaz		Argon -> Oxygène
Plateau : 700C	1h	Oxygène
Rampe : 700 à 500C	15h	Oxygène
Plateau 500C	50h	Oxygène
Quench		

Mesure AC PPMS : La très grande similarité des courbes, malgré le léger décalage (? À voir avec Patrick), porte à croire que le procédé est inefficace.



Tentative 5 : 4 juillet 2018

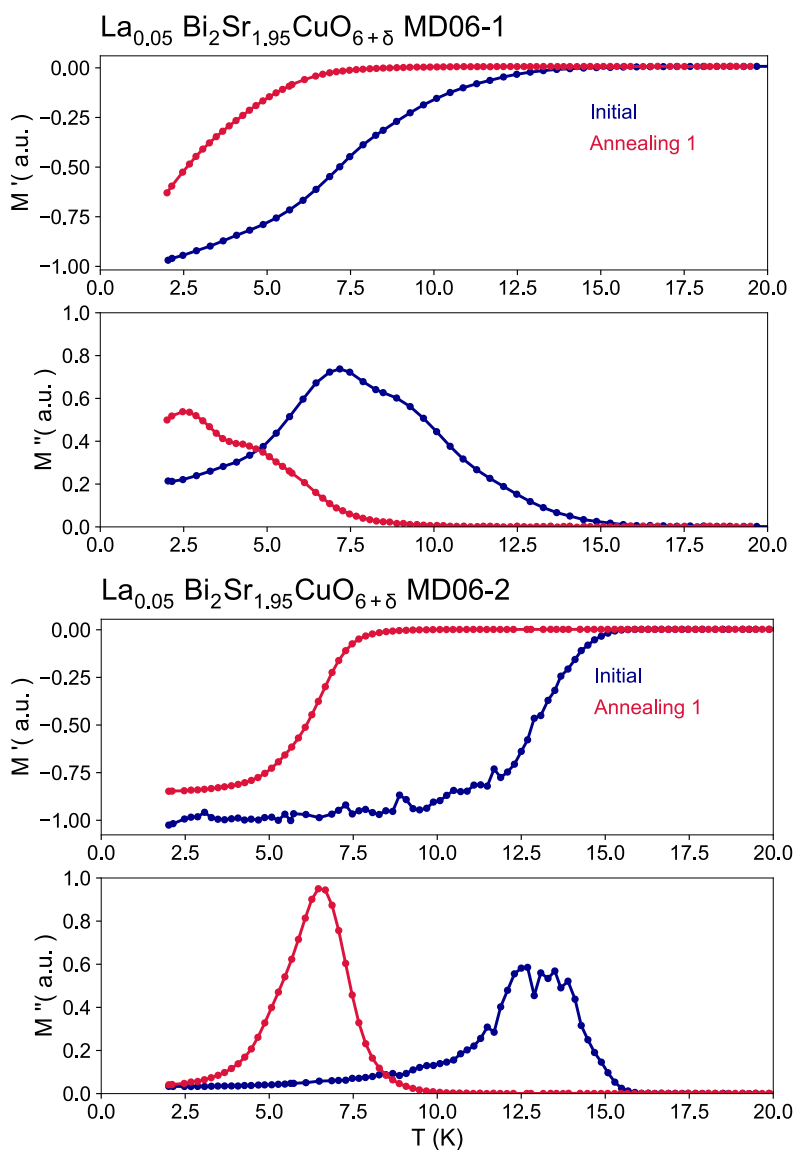
Cette tentative est effectuée sur des échantillons fournis par Patrick Fournier :

Bi2201_x0p05_MD06-1 et Bi2201_x0p05_MD06-2 de $T_c \sim 15K$

Étape	Temps	Gaz
Rampe : 20 à 800C	3h 26min	Argon
Plateau : 800C	2h	Argon
Quench		

* Le bateau d'or est difficile à faire glisser dans le tube de quartz lors du quench. Plus d'adhérence à haute température?

Mesure AC PPMS : Le recuit jusqu'à 800C sous argon entraîne une diminution de la T_c dans les deux cristaux. Ce procédé devrait réduire la composition en oxygène (sous doper) nous nous attendons donc à ce que la T_c augmente vers l'optimale. Deux hypothèses se présentent alors : les cristaux sont maintenant très sous dopés ou ils ont été détériorés par le recuit. À la sortie du four, les échantillons semblaient intacts, mais suite à la mesure PPMS, ils se sont tous les deux brisés. Ceci indique que le recuit à fort température pourrait créer des fissures dans les cristaux.



Tentative 6 : 9 juillet 2018

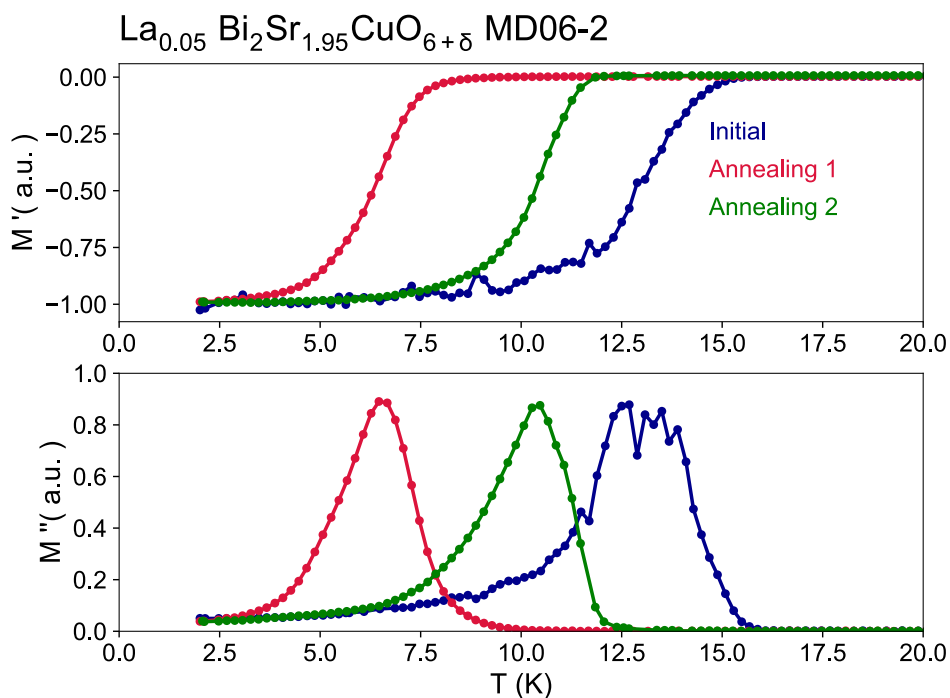
Toujours sur Bi2201_x0p05_MD06-1 et Bi2201_x0p05_MD06-2

Étape	Temps	Gaz
Rampe : 20 à 800C	3h 26min (14h30)	Argon
Changement de gaz	18h00	Argon -> Oxygène
Plateau : 800C	1h (19h00)	Oxygène
Rampe : 800 à 500C	23h (20h00)	Oxygène
Plateau 500C	50h (19h00)	Oxygène
Quench		

Mesure AC PPMS : L'échantillon MD06-01 s'étant brisé en petits morceaux, nous ne mesurons que MD06-02 dont environ un quart du cristal est craqué et relevé, mais tient au reste de l'échantillon. La température critique est augmentée à ~10K conservant une allure générale très similaire à la précédente. Nous ne savons toutefois pas si l'échantillon est sur- ou sous-dopé.

Le fait que le recuit ait pu augmenter la T_c suggère que le recuit précédant n'a pas détérioré le cristal au point d'en affecter la supraconductivité. On note quand même que les cristaux ont probablement été fragilisés étant donné qu'ils se sont tous les deux brisés.

Il semble surprenant qu'avec une composition en Lanthane de $x=0.05$ le recuit sous argon ait pu amener le cristal à l'extrémité sous-dopé du dôme avec une $T_c \sim 5K$ (à titre de comparaison dans Meng et al Nature 2009, $x=0.73$ pour UD3K et $x=0.6$ pour UD18K). Il s'agit toutefois de la composition nominale dans le creuset, il est donc tout à fait possible que la composition locale varie. Afin de trancher à savoir si l'échantillon est sur- ou sous-dopé, il faudrait en étudier la résistivité, mais le cristal étant un feuillet non rectangulaire avec fissures apparentes, nous allons tenter le même recuit sur Bi2201_x0_n3.



Annexe G

Mesures d'effet Seebeck sous pression

Des mesures de thermoélectricité sous pression avec des cellules de type piston-cylindre ont été effectuées sur l'échantillon OD10K. Cette expérience a été menée à Sherbrooke avec Adrien Gourgout et Clément Girod. La figure G.1 montre $S/T(T)$ à des pressions de 3 et 7kbar. Nous observons une dépendance en champ magnétique, ce qui contraste avec les mesures à $H = 0T$ où celle n'était visible qu'avec la supraconductivité (voir figure XX). De plus, la pression de 7kbar semble élever la température de la transition supraconductrice, car la remontée de S/T vers 0 commence à $T=15K$ alors qu'elle n'est pas entamée à $P = 3kbar$.

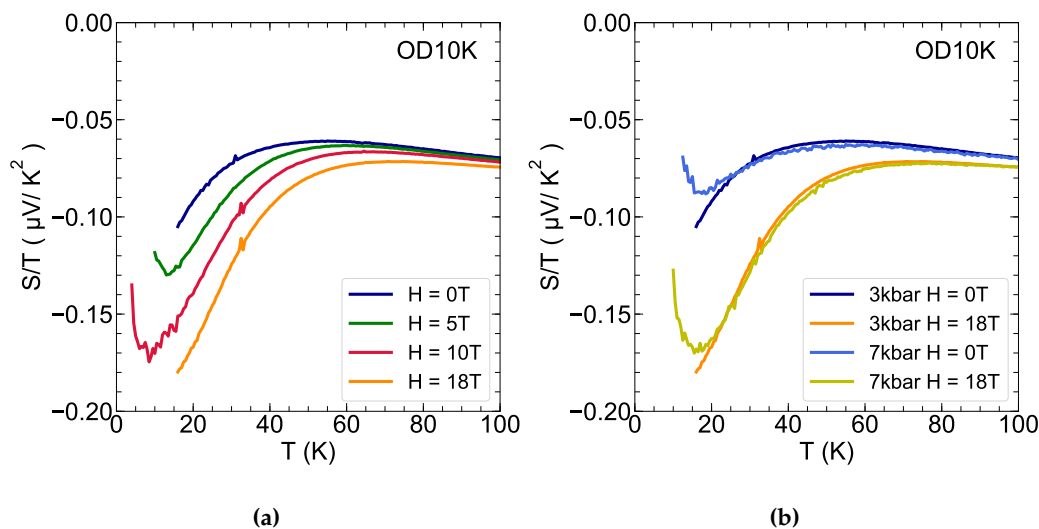


FIGURE G.1 Mesures d'effet Seebeck sous pression dans OD10K. S/T en fonction de la température (a) en champ magnétique ($H = 0, 5, 10, 18 T$) et (b) sous pression de 3 et 7kbar.

Bibliographie

- [1] J. G. Bednorz et K. A. Müller. Possible highTc superconductivity in the BaLaCuO system. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* **64**, 189 (1986). doi :[10.1007/BF01303701](https://doi.org/10.1007/BF01303701).
- [2] A. Schilling, M. Cantoni, J. D. Guo et H. R. Ott. Superconductivity above 130 K in the HgBaCaCuO system. *Nature* **363**, 56 (1993). doi :[10.1038/363056a0](https://doi.org/10.1038/363056a0).
- [3] A. P. Drozdov, P. P. Kong, V. S. Minkov, S. P. Besedin, M. A. Kuzovnikov, S. Mozaffari, L. Balicas, F. F. Balakirev, D. E. Graf, V. B. Prakapenka, E. Greenberg, D. A. Knyazev, M. Tkacz et M. I. Eremets. Superconductivity at 250 K in lanthanum hydride under high pressures. *Nature* **569**, 528 (2019). doi :[10.1038/s41586-019-1201-8](https://doi.org/10.1038/s41586-019-1201-8).
- [4] N. F. Mott. The Basis of the Electron Theory of Metals, with Special Reference to the Transition Metals. *Proceedings of the Physical Society. Section A* **62**, 416 (1949). doi :[10.1088/0370-1298/62/7/303](https://doi.org/10.1088/0370-1298/62/7/303).
- [5] L. Fratino, P. Sémon, M. Charlebois, G. Sordi et A.-M. S. Tremblay. Signatures of the Mott transition in the antiferromagnetic state of the two-dimensional Hubbard model. *Phys. Rev. B* **95**, 235109 (2017). doi :[10.1103/PhysRevB.95.235109](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.235109).
- [6] S. Nakamae, K. Behnia, N. Mangkorntong, M. Nohara, H. Takagi, J. C. Yates et E. Hussey. Electronic ground state of heavily overdoped nonsuperconducting $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. *Phys. Rev. B* **68**, 100502 (2003). doi :[10.1103/PhysRevB.68.100502](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.68.100502).
- [7] C. Proust, E. Boaknin, R. W. Hill, L. Taillefer et A. P. Mackenzie. Heat Transport in a Strongly Overdoped Cuprate : Fermi Liquid and a Pure d -Wave BCS Superconductor. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 147003 (2002). doi :[10.1103/PhysRevLett.89.147003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.147003).
- [8] M. Platé, J. D. F. Mottershead, I. S. Elfimov, D. C. Peets, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, S. Chiuzbaian, M. Falub, M. Shi, L. Patthey et A. Damascelli. Fermi Surface and Quasiparticle Excitations of Overdoped $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 077001 (2005). doi :[10.1103/PhysRevLett.95.077001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.077001).
- [9] N. E. Hussey, M. Abdel-Jawad, A. Carrington, A. P. Mackenzie et L. Balicas. A coherent three-dimensional Fermi surface in a high-transition-temperature superconductor. *Nature* **425**, 814 (2003). doi :[10.1038/nature01981](https://doi.org/10.1038/nature01981).
- [10] B. Vignolle, A. Carrington, R. A. Cooper, M. M. J. French, A. P. Mackenzie, C. Jaudet, D. Vignolles, C. Proust et N. E. Hussey. Quantum oscillations in an overdoped high-Tc superconductor. *Nature* **455**, 952 (2008). doi :[10.1038/nature07323](https://doi.org/10.1038/nature07323).

- [11] C. Proust et L. Taillefer. The Remarkable Underlying Ground States of Cuprate Superconductors. *Annual Review of Condensed Matter Physics* **10**, 409 (2019). doi :10.1146/annurev-conmatphys-031218-013210.
- [12] M. Hashimoto, I. M. Vishik, R-H. He, T. P. Devereaux et Z.-X. Shen. Energy gaps in high-transition-temperature cuprate superconductors. *Nature Physics* **10**, 483 (2014). doi :10.1038/nphys3009.
- [13] J. W. Lorama, K. A. Mirza, J. R. Cooper et J. L. Tallon. Specific Heat Evidence on the Normal State Pseudogap. *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **59**, 2091 (1998). doi :10.1016/S0022-3697(98)00180-2.
- [14] H. Alloul, T. Ohno et P. Mendels. ^{89}Y NMR evidence for a fermi-liquid behavior in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1700 (1989). doi :10.1103/PhysRevLett.63.1700.
- [15] S. Kawasaki, C. Lin, P. L. Kuhns, A. P. Reyes et G.-q. Zheng. Carrier-concentration dependence of the pseudogap ground state of superconducting La-Bi2201 revealed by $^{63,65}\text{Cu}$ -nuclear magnetic resonance in very high magnetic fields. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 137002 (2010). doi :10.1103/PhysRevLett.105.137002.
- [16] Y. Ando, K. Segawa, S. Komiya et A. N. Lavrov. Electrical Resistivity Anisotropy from Self-Organized One Dimensionality in High-Temperature Superconductors. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 137005 (2002). doi :10.1103/PhysRevLett.88.137005.
- [17] V. Hinkov, D. Haug, B. Fauqué, P. Bourges, Y. Sidis, A. Ivanov, C. Bernhard, C. T. Lin et B. Keimer. Electronic liquid crystal state in the high-temperature superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.45}$. *Science* **319**, 597 (2008). doi :10.1126/science.1152309.
- [18] Y. Lubashevsky, LiDong Pan, T. Kirzhner, G. Koren et N. P. Armitage. Optical Birefringence and Dichroism of Cuprate Superconductors in the THz Regime. *Phys. Rev. Lett.* **112**, 147001 (2014). doi :10.1103/PhysRevLett.112.147001.
- [19] L. Zhao, C. A. Belvin, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, N. P. Armitage et D. Hsieh. A global inversion-symmetry-broken phase inside the pseudogap region of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$. *Nature Physics* **13**, 250 (2016). doi :10.1038/nphys3962.
- [20] J. Xia, E. Schemm, G. Deutscher, S. A. Kivelson, D. A. Bonn, W. N. Hardy, R. Liang, W. Siemons, G. Koster, M. M. Fejer et A. Kapitulnik. Polar Kerr-Effect Measurements of the High-Temperature $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ Superconductor : Evidence for Broken Symmetry near the Pseudogap Temperature. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 127002 (2008). doi :10.1103/PhysRevLett.100.127002.
- [21] L. Mangin-Thro, Y. Sidis, A. Wildes et P. Bourges. Intra-unit-cell magnetic correlations near optimal doping in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.85}$. *Nature Communications* **6**, 7705 (2015). doi :10.1038/ncomms8705.
- [22] S. A. Kivelson, I. P. Bindloss, E. Fradkin, V. Oganesyan, J. M. Tranquada, A. Kapitulnik et C. Howald. How to detect fluctuating stripes in the high-temperature superconductors. *Rev. Mod. Phys.* **75**, 1201 (2003). doi :10.1103/RevModPhys.75.1201.
- [23] V. Aji, A. Shekhter et C. M. Varma. Theory of the coupling of quantum-critical fluctuations to fermions and d -wave superconductivity in cuprates. *Phys. Rev. B* **81**, 064515 (2010). doi :10.1103/PhysRevB.81.064515.

- [24] T. Moriya, Y. Takahashi et K Ueda. Antiferromagnetic Spin Fluctuations and Superconductivity in Two-Dimensional Metals -A Possible Model for High Tc Oxides. *Journal of the Physical Society of Japan* **59**, 2905 (1990). doi :10.1143/JPSJ.59.2905.
- [25] S. Chatterjee, S. Sachdev et M. S. Scheurer. Intertwining Topological Order and Broken Symmetry in a Theory of Fluctuating Spin-Density Waves. *Phys. Rev. Lett.* **119**, 227002 (2017). doi :10.1103/PhysRevLett.119.227002.
- [26] G. Sordi, P. Sémon, K. Haule et A.-M. S. Tremblay. Strong Coupling Superconductivity, Pseudogap, and Mott Transition. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 216401 (2012). doi :10.1103/PhysRevLett.108.216401.
- [27] David Sénéchal et A.-M. S. Tremblay. Hot Spots and Pseudogaps for Hole- and Electron-Doped High-Temperature Superconductors. *Physical Review Letters* **92**, 126401 (2004). doi :10.1103/PhysRevLett.92.126401.
- [28] R. A. Cooper, Y. Wang, B. Vignolle, O. J. Lipscombe, S. M. Hayden, Y. Tanabe, T. Adachi, Y. Koike, M. Nohara, H. Takagi, C. Proust et N. E. Hussey. Anomalous Criticality in the Electrical Resistivity of $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. *Science* **323**, 603 (2009). doi :10.1126/science.1165015.
- [29] R. Daou, N. Doiron-Leyraud, D. LeBoeuf, S. Y. Li, F. Laliberté, O. Cyr-Choinière, Y. J. Jo, L. Balicas, J.-Q. Yan, J.-S. Zhou, J. B. Goodenough et L. Taillefer. Linear temperature dependence of resistivity and change in the Fermi surface at the pseudogap critical point of a high-Tc superconductor. *Nature Physics* **5**, 31 (2009). doi :10.1038/nphys1109.
- [30] A. Legros, S. Benhabib, W. Tabis, F. Laliberté, M. Dion, M. Lizaïre, B. Vignolle, D. Vignolles, H. Raffy, Z. Z. Li, P. Auban-Senzier, N. Doiron-Leyraud, P. Fournier, D. Colson, L. Taillefer et C. Proust. Universal T-linear resistivity and Planckian dissipation in overdoped cuprates. *Nature Physics* **15**, 142 (2019). doi :10.1038/s41567-018-0334-2.
- [31] P. Fournier, P. Mohanty, E. Maiser, S. Darzens, T. Venkatesan, C. J. Lobb, G. Czjzek, R. A. Webb et R. L. Greene. Insulator-Metal Crossover near Optimal Doping in $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$: Anomalous Normal-State Low Temperature Resistivity. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4720 (1998). doi :10.1103/PhysRevLett.81.4720.
- [32] S. Martin, A. T. Fiory, R. M. Fleming, L. F. Schneemeyer et J. V. Waszczak. Normal-State transport properties of BiSrCuO crystals. *Phys. Rev. B* **41**, 846 (1990). doi :10.1103/PhysRevB.41.846.
- [33] H. v. Löhneysen, T. Pietrus, G. Portisch, H. G. Schlager, A. Schröder, M. Sieck et T. Trappmann. Non-Fermi-liquid behavior in a heavy-fermion alloy at a magnetic instability. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3262 (1994). doi :10.1103/PhysRevLett.72.3262.
- [34] N. Doiron-Leyraud, P. Auban-Senzier, S. René de Cotret, C. Bourbonnais, D. Jérôme, K. Bechgaard et L. Taillefer. Correlation between linear resistivity and T_c in the Bechgaard salts and the pnictide superconductor $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$. *Phys. Rev. B* **80**, 214531 (2009). doi :10.1103/PhysRevB.80.214531.
- [35] L. Fang, H. Luo, P. Cheng, Z. Wang, Y. Jia, G. Mu, B. Shen, I. I. Mazin, L. Shan, C. Ren et H.-H. Wen. Roles of multiband effects and electron-hole asymmetry in the superconductivity and normal-state properties of $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$. *Phys. Rev. B* **80**, 140508 (2009). doi :10.1103/PhysRevB.80.140508.

- [36] R. Hlubina et T. M. Rice. Resistivity as a function of temperature for models with hot spots on the Fermi surface. *Phys. Rev. B* **51**, 9253 (1995). doi :[10.1103/PhysRevB.51.9253](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.9253).
- [37] A. Rosch. Disorder effects on transport near AFM quantum phase transitions. *Physica B: Condensed Matter* **280**, 341 (2000). doi :[10.1016/S0921-4526\(99\)01730-5](https://doi.org/10.1016/S0921-4526(99)01730-5).
- [38] T. Helm, M. V. Kartsovnik, M. Bartkowiak, N. Bittner, M. Lambacher, A. Erb, J. Wosnitza et R. Gross. Evolution of the Fermi Surface of the Electron-Doped High-Temperature Superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ Revealed by Shubnikov-de Haas Oscillations. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 157002 (2009). doi :[10.1103/PhysRevLett.103.157002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.157002).
- [39] T. Helm, M. V. Kartsovnik, C. Proust, B. Vignolle, C. Putzke, E. Kampert, I. Sheikin, E.-S. Choi, J. S. Brooks, N. Bittner, W. Biberacher, A. Erb, J. Wosnitza et R. Gross. Correlation between Fermi surface transformations and superconductivity in the electron-doped high- T_c superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$. *Phys. Rev. B* **92**, 094501 (2015). doi :[10.1103/PhysRevB.92.094501](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.094501).
- [40] L. D Landau. The theory of a Fermi liquid. *Sov. Phys. JETP* **30** (1956).
- [41] H. Ikuta, M. Matsuura et T. Biwa. Low-Temperature Specific Heat of overdoped Bi2201 Single Crystals. *Physica C: Superconductivity* **388-389**, 361 (2003). doi :[10.1016/S0921-4534\(02\)02506-6](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(02)02506-6).
- [42] T. Kondo, T. Takeuchi, T. Yokoya, S. Tsuda, S. Shin et U. Mizutani. Hole-concentration dependence of band structure in $(\text{Bi,Pb})_2(\text{Sr,Lu})_2\text{CuO}_{6+\delta}$ determined by the angle-resolved photoemission spectroscopy. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* **137-140**, 663 (2004). doi :[10.1016/j.elspec.2004.02.104](https://doi.org/10.1016/j.elspec.2004.02.104).
- [43] C. C. Torardi, M. A. Subramanian, J. C. Calabrese, J. Gopalakrishnan, E. M. McCarron, K. J. Morrissey, T. R. Askew, R. B. Flippen, U. Chowdhry et A. W. Sleight. Structures of the superconducting oxides $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$ and $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$. *Phys. Rev. B* **38**, 225 (1988). doi :[10.1103/PhysRevB.38.225](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.38.225).
- [44] G. S. Boebinger, Y. Ando, A. Passner, T. Kimura, M. Okuya, J. Shimoyama, K. Kishio, K. Tamasaku, N. Ichikawa et S. Uchida. Insulator-to-Metal Crossover in the Normal State of $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ Near Optimum Doping. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5417 (1996). doi :[10.1103/PhysRevLett.77.5417](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.5417).
- [45] N. Momono, M. Ido, T. Nakano, M. Oda, Y. Okajima et K. Yamaya. Low-temperature electronic specific heat of $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ and $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-y}\text{Zn}_y\text{O}_4$. Evidence for a d wave superconductor. *Physica C: Superconductivity* **233**, 395 (1994). doi :[10.1016/0921-4534\(94\)90768-4](https://doi.org/10.1016/0921-4534(94)90768-4).
- [46] C. Collignon, S. Badoux, S. A. A. Afshar, B. Michon, F. Laliberté, O. Cyr-Choinière, J.-S. Zhou, S. Licciardello, S. Wiedmann, N. Doiron-Leyraud et L. Taillefer. Fermi-surface transformation across the pseudogap critical point of the cuprate superconductor $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. *Phys. Rev. B* **95**, 224517 (2017). doi :[10.1103/PhysRevB.95.224517](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.224517).
- [47] G. Sordi, P. Sémon, K. Haule et A.-M. S. Tremblay. c -axis resistivity, pseudogap, superconductivity, and Widom line in doped Mott insulators. *Physical Review B* **87**, 041101 (2013). doi :[10.1103/PhysRevB.87.041101](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.87.041101).

- [48] A. Reymbaut, S. Bergeron, R. Garioud, M. Thénault, M. Charlebois, P. Sémon et A. M. S. Tremblay. Pseudogap, van Hove Singularity, Maximum in Entropy and Specific Heat for Hole-Doped Mott Insulators. (2019). [arXiv :1905.02326](https://arxiv.org/abs/1905.02326).
- [49] Y. Ando, S. Komiya, K. Segawa, S. Ono et Y. Kurita. Electronic Phase Diagram of High-T_c Cuprate Superconductors from a Mapping of the In-Plane Resistivity Curvature. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 267001 (2004). doi :10.1103/PhysRevLett.93.267001.
- [50] N. P. Ong. Geometric interpretation of the weak-field Hall conductivity in two-dimensional metals with arbitrary Fermi surface. *Phys. Rev. B* **43**, 193 (1991). doi :10.1103/PhysRevB.43.193.
- [51] S. Badoux, W. Tabis, F. Laliberté, G. Grissonnanche, B. Vignolle, D. Vignolles, J. Béard, D. A. Bonn, W. N. Hardy, R. Liang, N. Doiron-Leyraud, L. Taillefer et C. Proust. Change of carrier density at the pseudogap critical point of a cuprate superconductor. *Nature* **531**, 210 (2016). doi :10.1038/nature16983.
- [52] D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, J. Levallois, R. Daou, J.-B. Bonnemaïson, N. E. Hussey, L. Balicas, B. J. Ramshaw, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, S. Adachi, C. Proust et L. Taillefer. Electron pockets in the Fermi surface of hole-doped high-T_c superconductors. *Nature* **450**, 533 (2007). doi :10.1038/nature06332.
- [53] N. Doiron-Leyraud, C. Proust, D. LeBoeuf, J. Levallois, J.-B. Bonnemaïson, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy et L. Taillefer. Quantum oscillations and the Fermi surface in an underdoped high-T_c superconductor. *Nature* **447**, 565 (2007). doi :10.1038/nature05872.
- [54] D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, B. Vignolle, M. Sutherland, B. J. Ramshaw, J. Levallois, R. Daou, F. Laliberté, O. Cyr-Choinière, J. Chang, Y. J. Jo, L. Balicas, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, C. Proust et L. Taillefer. Lifshitz critical point in the cuprate superconductor YBa₂Cu₃O_y from high-field Hall effect measurements. *Phys. Rev. B* **83**, 054506 (2011). doi :10.1103/PhysRevB.83.054506.
- [55] A. P. Mackenzie, S. R. Julian, D. C. Sinclair et C. T. Lin. Normal-state magnetotransport in superconducting Tl₂Ba₂CuO_{6+δ} to millikelvin temperatures. *Phys. Rev. B* **53**, 5848 (1996). doi :10.1103/PhysRevB.53.5848.
- [56] W. H. Butler et R. K. Williams. Electron-phonon interaction and lattice thermal conductivity. *Phys. Rev. B* **18**, 6483 (1978). doi :10.1103/PhysRevB.18.6483.
- [57] L. Taillefer, B. Lussier, R. Gagnon, K. Behnia et H. Aubin. Universal heat conduction in YBa₂Cu₃O_{6.9}. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 483 (1997). doi :10.1103/PhysRevLett.79.483.
- [58] A. C. Durst et P. A. Lee. Impurity-induced quasiparticle transport and universal-limit Wiedemann-Franz violation in d -wave superconductors. *Physical Review B* **62**, 1270 (2000). doi :10.1103/PhysRevB.62.1270.
- [59] D. G. Hawthorn, S. Y. Li, M. Sutherland, E. Boaknin, R. W. Hill, C. Proust, F. Ronning, M. A. Tanatar, J. Paglione, L. Taillefer, D. Peets, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy et N. N. Kolesnikov. Doping dependence of the superconducting gap in Tl₂ Ba₂ CuO_{6+δ} from heat transport. *Phys. Rev. B* **75**, 104518 (2007). doi :10.1103/PhysRevB.75.104518.
- [60] G. Grissonnanche, O. Cyr-Choinière, F. Laliberté, S. René de Cotret, A. Juneau-Fecteau, S. Dufour-Beauséjour, M. È. Delage, D. LeBoeuf, J. Chang, B. J. Ramshaw, D. A. Bonn,

- W. N. Hardy, R. Liang, S. Adachi, N. E. Hussey, B. Vignolle, C. Proust, M. Sutherland, S. Krämer, J. H. Park, D. Graf, N. Doiron-Leyraud et Louis Taillefer. Direct measurement of the upper critical field in cuprate superconductors. *Nature Communications* **5**, 3280 (2014). doi :[10.1038/ncomms4280](https://doi.org/10.1038/ncomms4280).
- [61] B. Michon, A. Ataei, P. Bourgeois-Hope, C. Collignon, S. Y. Li, S. Badoux, A. Gourgout, F. Laliberté, J. S. Zhou, N. Doiron-Leyraud et L. Taillefer. Wiedemann-Franz Law and Abrupt Change in Conductivity across the Pseudogap Critical Point of a Cuprate Superconductor. *Phys. Rev. X* **8**, 041010 (2018). doi :[10.1103/PhysRevX.8.041010](https://doi.org/10.1103/PhysRevX.8.041010).
- [62] C. Proust, E. Boaknin, R. W. Hill, L. Taillefer et A. P. Mackenzie. Heat Transport in a Strongly Overdoped Cuprate : Fermi Liquid and a Pure d-Wave BCS Superconductor. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 147003 (2002). doi :[10.1103/PhysRevLett.89.147003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.147003).
- [63] G. Grissonnanche, F. Laliberté, S. Dufour-Beauséjour, M. Matusiak, S. Badoux, F. F. Tafti, B. Michon, A. Riopel, O. Cyr-Choinière, J. C. Baglo, B. J. Ramshaw, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, S. Krämer, D. LeBoeuf, D. Graf, N. Doiron-Leyraud et L. Taillefer. Wiedemann-Franz law in the underdoped cuprate superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$. *Phys. Rev. B* **93**, 064513 (2016). doi :[10.1103/PhysRevB.93.064513](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.064513).
- [64] G. Grissonnanche, A. Legros, S. Badoux, E. Lefrançois, V. Zlatko, M. Lizaire, F. Laliberté, A. Gourgout, J.-S. Zhou, S. Pyon, T. Takayama, H. Takagi, S. Ono, N. Doiron-Leyraud et L. Taillefer. Giant thermal Hall conductivity from neutral excitations in the pseudogap phase of cuprates. *À paraître dans Nature* . arXiv :[1901.03104](https://arxiv.org/abs/1901.03104).
- [65] Anaëlle Legros. *Étude en transport de la phase pseudogap des cuprates supraconducteurs : point critique, limite Planckienne et transformation de la surface de Fermi*. Thèse de Doctorat, Université de Sherbrooke, Université Paris-Sud, (2018).
- [66] B. Nachumi, Y. Fudamoto, A. Keren, K. M. Kojima, M. Larkin, G. M. Luke, J. Merrin, O. Tchernyshyov, Y. J. Uemura, N. Ichikawa, M. Goto, H. Takagi, S. Uchida, M. K. Crawford, E. M. McCarron, D. E. MacLaughlin et R. H. Heffner. Muon spin relaxation study of the stripe phase order in $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ and related 214 cuprates. *Phys. Rev. B* **58**, 8760 (1998). doi :[10.1103/PhysRevB.58.8760](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.8760).
- [67] N. F. Mott et H. Jones. *The Theory of the Properties of Metals and Alloys* . Oxford : The Clarendon Press, (1937).
- [68] K. Behnia, D. Jaccard et J. Flouquet. On the thermoelectricity of correlated electrons in the zero-temperature limit. *Journal of Physics: Condensed Matter* **16**, 5187 (2004). doi :[10.1088/0953-8984/16/28/037](https://doi.org/10.1088/0953-8984/16/28/037).
- [69] Clément Collignon. *De la densité des fluides électroniques dans deux oxydes supraconducteurs*. Thèse de Doctorat, Université de Sherbrooke, Université Pierre et Marie Curie, (2017).
- [70] I. Paul et G. Kotliar. Thermoelectric behavior near the magnetic quantum critical point. *Phys. Rev. B* **64**, 184414 (2001). doi :[10.1103/PhysRevB.64.184414](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.184414).
- [71] R. Daou, O. Cyr-Choinière, F. Laliberté, D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, J.-Q. Yan, J.-S. Zhou, J. B. Goodenough et L. Taillefer. Thermopower across the stripe critical point of $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$: Evidence for a quantum critical point in a hole-doped high- T_c superconductor. *Phys. Rev. B* **79**, 180505 (2009). doi :[10.1103/PhysRevB.79.180505](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.180505).

- [72] F. Laliberté, J. Chang, N. Doiron-Leyraud, E. Hassinger, R. Daou, M. Rondeau, B.J. Ramshaw, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy, S. Pyon, T. Takayama, H. Takagi, I. Sheikin, L. Malone, C. Proust, K. Behnia et L. Taillefer. Fermi-surface reconstruction by stripe order in cuprate superconductors. *Nature Communications* **2**, 432 (2011). doi :[10.1038/ncomms1440](https://doi.org/10.1038/ncomms1440).
- [73] B. Michon, C. Girod, S. Badoux, J. Kačmarčík, Q. Ma, M. Dragomir, H. A. Dabkowska, B. D. Gaulin, J.-S. Zhou, S. Pyon, T. Takayama, H. Takagi, S. Verret, N. Doiron-Leyraud, C. Marcenat, L. Taillefer et T. Klein. Thermodynamic signatures of quantum criticality in cuprate superconductors. *Nature* **567**, 218 (2019). doi :[10.1038/s41586-019-0932-x](https://doi.org/10.1038/s41586-019-0932-x).
- [74] G. Sordi, C. Walsh, P. Sémon et A. M. S. Tremblay. Specific heat maximum as a signature of Mott physics in the two-dimensional Hubbard model. (2019). arXiv :[1905.02281](https://arxiv.org/abs/1905.02281).
- [75] S. Badoux, S. A. A. Afshar, B. Michon, A. Ouellet, S. Fortier, D. LeBoeuf, T. P. Croft, C. Lester, S. M. Hayden, H. Takagi, K. Yamada, D. Graf, N. Doiron-Leyraud et L. Taillefer. Critical Doping for the Onset of Fermi-Surface Reconstruction by Charge-Density-Wave Order in the Cuprate Superconductor $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. *Phys. Rev. X* **6**, 021004 (2016). doi :[10.1103/PhysRevX.6.021004](https://doi.org/10.1103/PhysRevX.6.021004).
- [76] M. Hücker, N. B. Christensen, A. T. Holmes, E. Blackburn, E. M. Forgan, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, O. Gutowski, M. v. Zimmermann, S. M. Hayden et J. Chang. Competing charge, spin, and superconducting orders in underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$. *Phys. Rev. B* **90**, 054514 (2014). doi :[10.1103/PhysRevB.90.054514](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.054514).
- [77] T. P. Croft, C. Lester, M. S. Senn, A. Bombardi et S. M. Hayden. Charge density wave fluctuations in $\text{La}_2 - x\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ and their competition with superconductivity. *Phys. Rev. B* **89**, 224513 (2014). doi :[10.1103/PhysRevB.89.224513](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.89.224513).
- [78] K. Sato. Bismuth-based oxide (BSCCO) high-temperature superconducting wires for power grid applications : Properties and fabrication. Dans *Superconductors in the Power Grid*, Christopher Rey, Woodhead Publishing Series in Energy, 75. Woodhead Publishing (2015).
- [79] L. Zhao, W. T. Zhang, H. Y. Liu, J. Q. Meng, G. D. Liu, W. Lu, X. L. Dong et X. J. Zhou. High-quality large-sized single crystals of Pb-doped $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ high- T_c superconductors grown with traveling solvent floating zone method. *Chinese Phys. Lett.* **27**, 087401 (2010). doi :[10.1088/0256-307X/27/8/087401](https://doi.org/10.1088/0256-307X/27/8/087401).
- [80] S. I. Vedenev et D. K. Maude. Metal-to-insulator crossover and pseudogap in single-layer $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{Cu}_{1+y}\text{O}_{6+\delta}$ single crystals in high magnetic fields. *Phys. Rev. B* **70**, 184524 (2004). doi :[10.1103/PhysRevB.70.184524](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.184524).
- [81] L. Fruchter, H. Raffy, F. Bouquet et Z. Z. Li. Contribution of disorder to the Hall effect in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$. *Phys. Rev. B* **75**, 092502 (2007). doi :[10.1103/PhysRevB.75.092502](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.092502).
- [82] Y. Ando, Y. Hanaki, S. Ono, T. Murayama, K. Segawa, N. Miyamoto et S. Komiyama. Carrier concentrations in $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-z}\text{La}_z\text{CuO}_{6+\delta}$ single crystals and their relation to the Hall coefficient and thermopower. *Phys. Rev. B* **61**, R14956 (2000). doi :[10.1103/PhysRevB.61.R14956](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.R14956).
- [83] Y. He, Y. Yin, M. Zech, A. Soumyanarayanan, M. M. Yee, T. Williams, M. C. Boyer, K. Chatterjee, W. D. Wise, I. Zeljkovic, T. Kondo, T. Takeuchi, H. Ikuta, P. Mistark,

- R. S. Markiewicz, A. Bansil, S. Sachdev, E. W. Hudson et J. E. Hoffman. Fermi Surface and Pseudogap Evolution in a Cuprate Superconductor. *Science* **344**, 608 (2014). doi :10.1126/science.1248221.
- [84] S. Benhabib, A. Sacuto, M. Civelli, I. Paul, M. Cazayous, Y. Gallais, M.-A. Méasson, R. D. Zhong, J. Schneeloch, G. D. Gu, D. Colson et A. Forget. Collapse of the Normal-State Pseudogap at a Lifshitz Transition in the $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ Cuprate Superconductor. *Phys. Rev. Lett.* **114**, 147001 (2015). doi :10.1103/PhysRevLett.114.147001.
- [85] T. Kondo, Y. Hamaya, A. D. Palczewski, T. Takeuchi, J S Wen, Z J Xu, G. Gu, J. Schmalian et A. Kaminski. Disentangling Cooper-pair formation above the transition temperature from the pseudogap state in the cuprates. *Nature Physics* **7**, 21 (2010). doi :10.1038/nphys1851.
- [86] S. Ono, Y. Ando, T. Murayama, F. F. Balakirev, J. B. Betts et G. S. Boebinger. Metal-to-Insulator Crossover in the Low-Temperature Normal State of $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 638 (2000). doi :10.1103/PhysRevLett.85.638.
- [87] Y. Ando et T. Murayama. Nonuniversal power law of the Hall scattering rate in a single-layer cuprate $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$. *Phys. Rev. B* **60**, R6991 (1999). doi :10.1103/PhysRevB.60.R6991.
- [88] F. F. Balakirev, J. B. Betts, A. Migliori, S. Ono, Y. Ando et G. S. Boebinger. Signature of optimal doping in Hall-effect measurements on a high-temperature superconductor. *Nature* **424**, 912 (2003). doi :10.1038/nature01890.
- [89] Y. Ando, S. Ono, X. F. Sun, J. Takeya, F. F. Balakirev, J. B. Betts et G. S. Boebinger. Quantum Phase Transitions in the Cuprate Superconductor $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 247004 (2004). doi :10.1103/PhysRevLett.92.247004.
- [90] D. G. Hawthorn, R. W. Hill, C. Proust, F. Ronning, M. Sutherland, E. Boaknin, C. Lupien, M. A. Tanatar, J. Paglione, S. Wakimoto, H. Zhang, L. Taillefer, T. Kimura, M. Nohara, H. Takagi et N. E. Hussey. Field-Induced Thermal Metal-to-Insulator Transition in Underdoped $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+\delta}$. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 197004 (2003). doi :10.1103/PhysRevLett.90.197004.
- [91] J. Chang, Ch. Niedermayer, R. Gilardi, N. B. Christensen, H. M. Rønnow, D. F. McMorrow, M. Ay, J. Stahn, O. Sobolev, A. Hiess, S. Pailhes, C. Baines, N. Momono, M. Oda, M. Ido et J. Mesot. Tuning competing orders in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ cuprate superconductors by the application of an external magnetic field. *Phys. Rev. B* **78**, 104525 (2008). doi :10.1103/PhysRevB.78.104525.
- [92] R. Bel, K. Behnia, C. Proust, P. van der Linden, D. Maude et S. I. Vedeneev. Test of the Wiedemann-Franz Law in an Optimally Doped Cuprate. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 177003 (2004). doi :10.1103/PhysRevLett.92.177003.
- [93] C. Proust, K. Behnia, R. Bel, D. Maude et S. I. Vedeneev. Heat transport in $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_{6+\delta}$: Departure from the Wiedemann-Franz law in the vicinity of the metal-insulator transition. *Phys. Rev. B* **72**, 214511 (2005). doi :10.1103/PhysRevB.72.214511.
- [94] S. D. Obertelli, J. R. Cooper et J. L. Tallon. Systematics in the thermoelectric power of high- T_c oxides. *Phys. Rev. B* **46**, 14928 (1992). doi :10.1103/PhysRevB.46.14928.

- [95] Z. Konstantinovic, G. Le Bras, A. Forget, D. Colson, F. Jean, G. Collin, Z. Z. Li, H. Raffy et C. Ayache. Failure of the empirical OCT law. *Europhysics Letters* **62**, 257 (2003). doi :[10.1209/epl/i2003-00354-1](https://doi.org/10.1209/epl/i2003-00354-1).
- [96] M.-Y. Choi et J. S. Kim. Unusual T_c variation with hole concentration in $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$. *Phys. Rev. B* **61**, 11321 (2000). doi :[10.1103/PhysRevB.61.11321](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.11321).
- [97] H. Sakamoto, K. Ogawa, T. Kondo, S. Shin, M. Matsunami, H. Ikuta et T. Takeuchi. Carrier Concentration Dependence of Superconducting Gap of $\text{Bi}_2(\text{Sr},\text{La})_2\text{CuO}_{6+\delta}$. *Journal of the Physical Society of Japan* **85**, 104710 (2016). doi :[10.7566/JPSJ.85.104710](https://doi.org/10.7566/JPSJ.85.104710).
- [98] V. E. Gasumyants, V. I. Kaidanov et E. V. Vladimirskaia. The electron transport phenomena in Y based HTSC's and their analysis on the basis of phenomenological narrow-band theory the band structure transformation with oxygen content and substitution for Cu. *Physica C: Superconductivity* **248**, 255 (1995). doi :[10.1016/0921-4534\(95\)00173-5](https://doi.org/10.1016/0921-4534(95)00173-5).
- [99] J. B. Mandal, S. Keshri, P. Mandal, A. Poddar, A. N. Das et B. Ghosh. Thermoelectric power of the $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+y}$ ($x=0 - 1.0$) system. *Phys. Rev. B* **46**, 11840 (1992). doi :[10.1103/PhysRevB.46.11840](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.11840).
- [100] C. K. Subramaniam, C. V. N. Rao, A. B. Kaiser, H. J. Trodahl, A. Mawdsley, N. E. Flower et J. L. Tallon. Thermopower and resistivity of La-doped thallium 1201 and bismuth 2204 superconductors. *Superconductor Science and Technology* **7**, 30 (1994). doi :[10.1088/0953-2048/7/1/007](https://doi.org/10.1088/0953-2048/7/1/007).
- [101] Z. Konstantinovi, G. Le Bras, A. Forget, D. Colson, F. Jean, G. Collin, M. Ocio et C. Ayache. Thermopower in the strongly overdoped region of single-layer $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ superconductor. *Phys. Rev. B* **66**, 020503 (2002). doi :[10.1103/PhysRevB.66.020503](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.66.020503).
- [102] T. Kondo, T. Takeuchi, U. Mizutani, T. Yokoya, S. Tsuda et S. Shin. Contribution of electronic structure to thermoelectric power in $(\text{Bi},\text{Pb})_2(\text{Sr},\text{La})_2\text{CuO}_{6+\delta}$. *Phys. Rev. B* **72**, 024533 (2005). doi :[10.1103/PhysRevB.72.024533](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.024533).
- [103] S. Aukkaravittayapun, K. A. Benedict, I. G. Gorlova, P. J. King, Yu I. Latyshev, C. Stadon et S. G. Zybtsev. Low-resistance electrical contacts to single crystal BSCCO whiskers. *Superconductor Science and Technology* **8**, 718 (1995). doi :[10.1088/0953-2048/8/9/005](https://doi.org/10.1088/0953-2048/8/9/005).
- [104] T. Kondo, T. Takeuchi, S. Tsuda et S. Shin. Electrical resistivity and scattering processes in $(\text{Bi}, \text{Pb})_2(\text{Sr}, \text{La})_2 \text{CuO}_{6+\delta}$ studied by angle-resolved photoemission spectroscopy. *Phys. Rev. B* **74**, 224511 (2006). doi :[10.1103/PhysRevB.74.224511](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74.224511).
- [105] N.W. Ashcroft et N.D. Mermin. *Solid State Physics*. Saunders College, Philadelphia, (1976).
- [106] P. Giraldo-Gallo, J. A. Galvis, Z. Stegen, K. A. Modic, F. F. Balakirev, J. B. Betts, X. Lian, C. Moir, S. C. Riggs, J. Wu, A. T. Bollinger, X. He, I. Božović, B. J. Ramshaw, R. D. McDonald, G. S. Boebinger et A. Shekhter. Scale-invariant magnetoresistance in a cuprate superconductor. *Science* **361**, 479 (2018). doi :[10.1126/science.aan3178](https://doi.org/10.1126/science.aan3178).
- [107] I. M. Hayes, R. D. McDonald, N. P. Breznay, T. Helm, P. J. W. Moll, M. Wartenbe, A. Shekhter et J. G. Analytis. Scaling between magnetic field and temperature

- in the high-temperature superconductor BaFeAs. *Nature Physics* **12**, 916 (2016). [doi :10.1038/nphys3773](https://doi.org/10.1038/nphys3773).
- [108] H. Lee, J. H. Han et P. A. Lee. Thermal Hall effect of spins in a paramagnet. *Phys. Rev. B* **91**, 125413 (2015). [doi :10.1103/PhysRevB.91.125413](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.91.125413).
- [109] T. Li. Theory of the giant thermal Hall effect in the high temperature superconductors. (2019). [arXiv :1906.01712](https://arxiv.org/abs/1906.01712).
- [110] R. Samajdar, S. Chatterjee, S. Sachdev et M. S. Scheurer. Thermal Hall effect in square-lattice spin liquids : A Schwinger boson mean-field study. *Phys. Rev. B* **99**, 165126 (2019). [doi :10.1103/PhysRevB.99.165126](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.165126).
- [111] S. Verret, O. Simard, M. Charlebois, D. Sénéchal et A.-M. S. Tremblay. Phenomenological theories of the low-temperature pseudogap : Hall number, specific heat, and Seebeck coefficient. *Phys. Rev. B* **96**, 125139 (2017). [doi :10.1103/PhysRevB.96.125139](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.125139).
- [112] F. Laliberte, W. Tabis, S. Badoux, B. Vignolle, D. Destraz, N. Momono, T. Kurosawa, K. Yamada, H. Takagi, N. Doiron-Leyraud, C. Proust et L. Taillefer. Origin of the metal-to-insulator crossover in cuprate superconductors. (2016). [http ://arxiv.org/abs/1606.04491](http://arxiv.org/abs/1606.04491).